

N° d'Ordre : 4(1976)

N° CNRS : A O 12 359

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR - INGENIEUR

par

Charles AGAISE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



ABSORPTION ACOUSTIQUE

SOUS INCIDENCE OBLIQUE, EN PRESENCE D'UNE SOURCE PONCTUELLE
ISOTROPE, EN MILIEU ANECHOIQUE

Soutenue le 9 mars devant la Commission d'Examen

Année 1976

1976

M. PIRONNEAU

Président

M. LIENARD

M. RAVILLY

M. DUBIGEON

} Examineurs

N° d'Ordre : 4(1976)

N° CNRS : A O 12 359

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

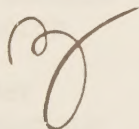
pour obtenir le grade de

DOCTEUR - INGENIEUR

par

Charles AGAISE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



ABSORPTION ACOUSTIQUE
SOUS INCIDENCE OBLIQUE, EN PRESENCE D'UNE SOURCE PONCTUELLE
ISOTROPE, EN MILIEU ANECHOIQUE

Soutenue le 9 mars devant la Commission d'Examen

M. PIRONNEAU

Président

M. LIENARD

M. RAVILLY

M. DUBIGEON

} Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555012_0023

UNIVERSITE DE NANTES

Président : M. SPARFEL - Pharmacie -

Liste des enseignants des disciplines scientifiques :

Professeurs	M. BRILLOUET	Mathématiques
	M. IBISCH	"
	M. PAUC	"
	M. PETRESCO	"
	M. RAFFIN	"
	M. PIRONNEAU (ENSM)	Mécanique
	M. MEZENCEV (ENSM)	Automatique
	M. AVIGNON	Physique
	M. BOULLLOUD	"
	M. COLLET	"
	M. MINN	"
	M. MOUTON	"
	Melle OFFRET (ENSM)	"
	M. GRAFF	Chimie
	M. MARTIN	"
	M. PIERI	"
	M. QUINIOU	"
	M. ROUXEL	"
	M. WOJTKOWIAK	"
	M. GARRIGUES	Biologie
	Mme LE DOUARIN	"
	M. LE DOUARIN	"
	M. SELLIER	"
	M. CAVET	Sciences de la Terre
	M. FORESTIER	"
Professeurs associés	M. BRARD (ENSM)	Mécanique
Professeurs sans chaire	M. FOUQUES	Mathématiques
	M. LEBORGNE	"
	M. GUEVEL (ENSM)	Hydrodynamique
	M. BARDON Roger	Physique
	M. CAILLER (IUT Nantes)	"
	M. GOUREAUX	"
	M. LASKAR	"
	M. LE NAOUR	"
	M. ROSIER	"
	M. CHABANEL	Chimie
	M. POINTEAU (ENSM)	"
	M. TOURNOUX	"
	M. LE LEC (IUT St-Nazaire)	Génie Chimique
	M. BOUCHY (IUT Nantes)	Métallurgie
	M. GOBIN (ENSM)	"

Professeurs sans chaire (suite)	M. DUPONT	Biologie
	M. SAUDRAY	"
	M. OTTMANN	Sciences de la Terre
Maîtres de Conférences	M. DHOMBRES	Mathématiques
	M. DO (ENSEM)	"
	M. GAPAILLARD	"
	M. GATESOUE	"
	M. LAMEAU (ENSM)	"
	M. PHAN-THE-LAI	"
	M. VOGEL	"
	M. DUBIGEON (ENSM)	Mécanique
	M. VAUSSY (ENSM)	"
	M. GROVEL (IUT St-Nazaire)	Génie Civil
	M. VILAINE (ENSM)	"
	M. SULMONT (ENSM)	Hydrodynamique
	M. de LARMINAT (IUT Nantes)	Automatique
	M. LE CORRE (ENSM)	"
	M. THOMAS (IUT Nantes)	"
	M. ERCEAU (IUT Nantes)	L.I.A.N.A.
	M. BECLE (IUT St-Nazaire)	Physique
	M. DEVELY (IUT St-Nazaire)	"
	M. LE BIHAN	"
	M. LEROY (IUT Nantes)	"
	M. LE MAITRE R.	"
	M. LONCKE	"
	M. LE MAITRE Félix (ENSM)	Technologie et Tech- niques de Production
	Mme MARTIN	Chimie
	M. AMOURIQ	Biologie
	M. LE BRUN	"
	Mme NICOLAS-PRATT	"
	M. NICOLAS	Sciences de la Terre

Secrétaire Général : M. LERAY

C'est à Monsieur le Professeur PIRONNEAU que nous adressons, tout d'abord, nos plus vifs remerciements. C'est grâce à la confiance qu'il nous a témoignée, lors de la création du service acoustique au sein de son Laboratoire de Mécanique des Structures, que nous avons pû mener à bien le présent travail. Nous lui exprimons ici notre profonde et respectueuse gratitude d'avoir bien voulu assumer la présidence de cette thèse.

Nous remercions Monsieur LIENARD, Chef de la division acoustique de l'O. N. E. R. A., pour nous avoir donné le sujet de notre étude, ainsi que pour l'intérêt constant, les conseils et les encouragements qu'il nous a prodigués au cours de son élaboration. Qu'il soit assuré de notre sincère considération pour tout le temps qu'il nous a consacré et pour le plaisir qu'il nous a fait en acceptant d'être notre rapporteur.

Nous présentons nos plus vifs remerciements à Messieurs les Professeurs RAVILLY et DUBIGEON qui nous ont fait l'honneur de leur présence parmi les membres du jury.

Notre reconnaissance s'adresse en particulier à Monsieur DOSGHEAS. Qu'il soit remercié pour l'amitié qu'il nous a témoigné ainsi que pour l'expérience et les connaissances dont il nous a fait bénéficier avec un égal dévouement.

Enfin, nous ne saurions oublier d'adresser nos remerciements, au personnel du Laboratoire de Mécanique, pour l'aide précieuse qu'il nous a apportée dans les réalisations techniques ; à Madame MEZENCEV et Mademoiselle MICHEL, ainsi qu'au service de l'Imprimerie de l'E.N.S.M., qui ont su réaliser avec goût et compétence cette thèse.

	<u>Page</u>
Avant Propos	1
Liste des principaux symboles et notations utilisés	2
Introduction	3
 PREMIERE PARTIE - Méthode du doublet microphonique	 9
Chapitre I - Théorie du doublet microphonique	9
I.1 - Présentation	
I.2 - Principe	
I.3 - Cas retenu	
I.4 - Manipulation	
I.5 - Remarques et considérations générales	
I.6 - Choix du mode d'obtention des distances M_1 M_2	
 Chapitre II - Mise en oeuvre de la méthode	 13
II.1 - Présentation	
II.1.1 - Calcul des pressions en M_1 M_2	
II.1.2 - Remarques	
II.2 - Mesure de $ g $	
II.3 - Mesure de Δ	
II.4 - Correction suivant la loi en $\frac{1}{r}$	
II.5 - Valeurs de $ g $, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées	
II.6 - Erreurs absolues sur $ g $, Δ , α et Z	
II.7 - Schéma de montage	
II.8 - Manipulation	
 Chapitre III - Vérification expérimentale	 22
III.1 - Présentation	
III.2 - Résultats	
III.3 - Avantages et inconvénients de la méthode	
III.4 - Positions extrêmes du système	
III.5 - Réalisation technique	
III.6 - Conclusions	

DEUXIEME PARTIE - Méthode de l'Inter-Corrélation	32
Chapitre I - Théorie de l'Inter-Corrélation	32
I.1 - Présentation	
I.2 - Mise en équation	
I.3 - Résolution	
I.4 - Vérification expérimentale	
I.5 - Recherche de α et Δ	
I.6 - Cas particuliers	
I.7 - Valeurs de $ g $, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées	
I.8 - Allure générale des courbes de l'Inter-Corrélation	
I.9 - Erreurs absolues sur $ g $, Δ , α et Z	
Chapitre II - Vérification expérimentale	46
II.1 - Vérification de la théorie	
II.1.1 - <i>Présentation</i>	
II.1.2 - <i>Schéma de montage</i>	
II.1.3 - <i>Résultats</i>	
II.2 - Mesures expérimentales de α et Z	
II.2.1 - <i>Présentation</i>	
II.2.2 - <i>Résultats</i>	
II.2.3 - <i>Avantages et Inconvénients</i>	
II.2.4 - <i>Conclusions</i>	
TROISIEME PARTIE - Méthodes des surfaces isophases	53
Chapitre I - Théorie des surfaces isophases	53
I.1 - Présentation	
I.2 - Mise en équation	
I.3 - Vérification expérimentale	
I.3.1 - <i>Présentation de la manipulation</i>	
I.3.2 - <i>Schéma d'enregistrement</i>	
I.3.3 - <i>Résultats</i>	
I.3.4 - <i>Erreur sur Δ</i>	
I.3.5 - <i>Conclusions</i>	

Chapitre II - Application des surfaces isophases à la méthode
du doublet

67

II.1 - Présentation

II.2 - Schéma de montage

II.3 - Manipulation

II.3.1 - Mesure de α

II.3.2 - Mesure de Δ

II.3.3 - Coordonnées de M en fonction de i

II.3.4 - Correction due à la loi en $\frac{1}{r}$

II.3.5 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction
des grandeurs mesurées

II.3.6 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z

II.4 - Vérification expérimentale

II.4.1 - Présentation

II.4.2 - Résultats

II.4.3 - Avantages et Inconvénients

II.4.4 - Réalisation technique

II.4.5 - Conclusions

Chapitre III - Application des surfaces isophases avec un seul
microphone

83

III.1 - Présentation

III.2 - Schéma de principe

III.3 - Schéma de montage

III.4 - Changement de coordonnées du point M

III.5 - Limites de la méthode

III.6 - Correction due à la loi en $\frac{1}{r}$

III.7 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction des
grandeurs mesurées

III.8 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z

III.9 - Vérification expérimentale

III.9.1 - Présentation

III.9.2 - Résultats

III.9.3 - Avantages et Inconvénients

III.9.4 - Réalisation technique

III.9.5 - Conclusions

Chapitre IV - Application des surfaces isophases avec pression de référence p_0	98
IV.1 - Présentation	
IV.2 - Schéma de principe	
IV.3 - Valeurs de $ g $, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées	
IV.4 - Erreurs sur $ g $, Δ , α et Z	
IV.5 - Schéma de montage	
IV.6 - Limites de la méthode	
IV.7 - Vérification expérimentale	
IV.7.1 - Présentation	
IV.7.2 - Résultats expérimentaux	
IV.7.3 - Avantages et Inconvénients	
IV.7.4 - Conclusions	
QUATRIEME PARTIE - Analyse des différentes méthodes	113
Chapitre I - Rappel des cinq méthodes	113
Chapitre II - Analyse des théories	115
II.1 - Méthodes basées sur la théorie du doublet microphonique	
II.2 - Méthodes basées sur la théorie des surfaces isophases	
Chapitre III - Analyse des applications expérimentales	117
CONCLUSIONS GENERALES	123
ANNEXE I - La Chambre Sourde E.N.S.M.	124
I.1 - Description	
I.2 - Performances	
ANNEXE II - Mesures de α et Z au tube de KUNDT	143
II.1 - Principe et mesure de α	
II.2 - Mesure de Δ	
II.3 - Mesure de l'impédance Z	
II.4 - Valeurs de $ g $, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées	
II.5 - Erreurs absolues de $ g $, Δ , α et Z	
II.6 - Résultats expérimentaux	

ANNEXE III - Mise au point d'une source ponctuelle et isotrope 156

III.1 - Présentation

III.2 - Considérations théoriques

III.3 - Conditions dans le tuyau résonant

III.4 - Conditions à l'extérieur du tuyau résonant

III.5 - Présentation et caractéristiques de la Source adoptée

III.6 - Courbe de réponse

III.7 - Courbes de directivité.

ANNEXE IV - Représentation graphique de l'impédance acoustique 162

IV.1 - Présentation

IV.2 - Représentation graphique

BIBLIOGRAPHIE

164

AVANT-PROPOS

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier quelques méthodes permettant de mesurer le coefficient d'absorption et l'impédance des matériaux acoustiques sous incidence oblique.

Ce problème a déjà été traité en incidence normale au tube de Kundt, en utilisant les propriétés des ondes stationnaires qui y prennent naissance, engendrées par une source sonore émettant des ondes planes sans dissipation d'énergie. On résout également ce problème en salle réverbérante, à l'aide d'un champ diffus, en mesurant les temps de réverbération avant et après introduction du matériau à tester et en appliquant la formule d'Eyring ou celle simplifiée de Sabine. Enfin, il existe une troisième méthode, celle des "modes tournants" développée à l'ONERA puis à l'université de Technologie de Compiègne, permettant de mesurer l'impédance en incidence oblique dans un tube. Le champ sonore y est créé par une batterie de haut-parleurs excités avec des déphasages tournants émettant le mode hélicoïdal souhaité. Cependant on ne peut obtenir pour chaque fréquence qu'un nombre fini et faible d'incidences.

Monsieur Liénard, Chef de la division acoustique de l'ONERA, nous a proposé d'étudier une méthode originale basée sur la somme des signaux acoustiques captés par un doublet microphonique recevant des ondes en phase et des ondes en opposition de phase. Cette étude représente la première partie de nos travaux.

Dans la deuxième partie nous abordons ce même problème avec la méthode de l'Inter-Corrélation. C'est-à-dire qu'au lieu d'utiliser la somme des signaux acoustiques comme dans la première partie, nous étudions le produit des signaux du doublet microphonique avec un décalage de temps τ .

Enfin, dans la troisième partie, nous travaillons sur les surfaces isophases, à partir desquelles nous avons étudié trois variantes possibles. Cette étude des surfaces isophases rappelle par certains aspects la méthode de Kundt pour une incidence normale. Cependant l'émission sonore est réalisée à l'aide d'une source ponctuelle émettant des ondes sphériques et isotropes dans un milieu anéchoïque équivalent à celui d'un champ libre.

C'est donc un total de cinq variantes, basées soit sur la technique du doublet soit sur les isophases, que nous trouverons développées tout au long de ce travail.

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES
ET NOTATIONS UTILISES

a	Rayon du cercle de centre O et de rayon OS dans la méthode du doublet
c	Vitesse de propagation du son dans l'air égale à 340 m/s dans nos travaux
f	Fréquence de test
g	Facteur de réflexion : $ g e^{j\Delta}$
i	Angle d'incidence de l'onde réfléchie
k	Entier supérieur à zéro
l	$(M_1 M_2)/2$ distance des microphones dans la configuration du doublet
p_i	Pression de l'onde incidente directe arrivant aux microphones
p_o	Pression de l'onde directe arrivant au microphone situé à 1 m de distance de la source S
p_r	Pression de l'onde réfléchie par l'échantillon arrivant aux microphones
r	Distance parcourue par l'onde incidente directe
r'	Distance parcourue par l'onde réfléchie par l'échantillon
t	Temps réel
x, y	Coordonnées du point M sur le dièdre $\{\vec{x}, \vec{y}\}$
$\{\vec{x}, \vec{y}\}$	Unitaires du dièdre fixe
I	Point de réflexion sur le plan de réflexion de l'échantillon
K	$(S'M - SM)/2$ constante des hyperboles isophase: $K = OA$
M_1	Microphone 1
M_2	Microphone 2
N_r	$(P_{\text{Maxi}}/P_{\text{mini}}) = (p_i + p_r)/(p_i - p_r) = \text{Pression Maxi}/P_{\text{mini}}$ des surfaces isophases
N	Point milieu du segment $M_1 M_2$
N_a	Rapport apparent entre P_{Maxi} et P_{mini} sous incidence oblique, devient N_r après correction
O	Origine du dièdre fixe
$\mathcal{R}$	Résultat de l'Inter-Corrélation
S	Point source
S'	Image du point source par rapport au plan de réflexion
Z	Impédance acoustique
α	Coefficient d'absorption = $1 - g ^2$
α_a	Coefficient d'absorption apparent sous incidence oblique
α_r	Coefficient d'absorption réel après correction
Δ	Déphasage à la réflexion
ϵ	Différence de marche entre les rayons directs et réfléchis = $r' - r + l$
λ	Longueur d'onde de la fréquence de test
τ	Retard de l'Inter Corrélacion
ω	Pulsation de la fréquence de test

INTRODUCTION

Nous nous proposons donc d'étudier le coefficient d'absorption et l'impédance des matériaux acoustiques sous incidence oblique à l'aide d'une source sonore ponctuelle et isotrope en milieu anéchoïque.

Définitions

Coefficient d'absorption acoustique " α " :

- Rapport de l'énergie de l'onde acoustique absorbée à l'énergie incidente sur une surface donnée d'un matériau. $|g|$ étant le module du facteur de réflexion : $\alpha = 1 - |g|^2$.

Impédance acoustique Z

Impédance Caractéristique. Rapport complexe entre la pression acoustique en un point d'un milieu acoustique et la vitesse acoustique des particules en ce point.

Impédance Spécifique. Pour une onde sinusoïdale et sur une surface donnée, quotient complexe de la pression acoustique supposée uniforme sur toute la surface par la composante de la vitesse normale à la surface.

$p_r(I)$ et $v_r(I)$ dépendant du facteur de réflexion g :

$$Z(I) = \frac{p_i(I) + p_r(I)}{v_{i1}(I) + v_{r1}(I)}$$

Facteur de réflexion acoustique g :

- Rapport des champs acoustiques p_r et v_r réfléchis aux champs incidents p_i et v_i sur une surface donnée d'un matériau.

$$g = |g| e^{j\Delta} \quad \frac{p_r}{p_i} = g, \quad \frac{v_r}{v_i} = -g$$

C'est un coefficient complexe tenant compte d'une diminution d'amplitude de ces champs après réflexion mais également d'un déphasage Δ qui se produit au moment de la réflexion.

Nous voyons à partir de ces trois définitions que le coefficient d'absorption α et l'impédance acoustique Z dépendent directement du facteur de réflexion g . Il s'ensuit, que les méthodes, étudiées, au cours de ce travail, pour mesurer α et Z en incidence oblique, auront pour objet, dans la majorité des cas, l'acquisition des valeurs du module et de l'argument du facteur de réflexion $|g| e^{j\Delta}$ en fonction de l'incidence " i " et de la fréquence de test " f ".

Rappel des équations générales en propagation sphérique isotrope

L'équation générale des champs "p et v" ainsi que celle du potentiel des vitesses ϕ est représentée par :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \phi = 0$$

En propagation sphérique il est indiqué de passer en coordonnées polaires centrées sur la source et d'exprimer ainsi $\nabla^2 \phi$ en fonction du rayon "r" et de l'angle d'incidence "i". Dans notre cas de rayonnement isotrope, le laplacien $\nabla^2 \phi$ se réduit à $\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r \phi)}{\partial r^2}$ et l'équation devient :

$$\frac{\partial^2 (r \phi)}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 (r \phi)}{\partial r^2} = 0 \text{ . En ne considérant que les ondes diver-}$$

gentes, le potentiel s'écrit :

$\phi = \frac{A}{r} F(t - \frac{r}{c})$, A et F dépendant des conditions initiales. La vitesse vibratoire radiale et la pression sont donc :

$$v = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{A}{r} \frac{1}{c} F' (t - \frac{r}{c}) + \frac{A}{r^2} F (t - \frac{r}{c})$$

$$p = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho_0 \frac{A}{r} F' (t - \frac{r}{c})$$

Equations des champs pour sphère pulsante sinusoïdale

Dans toutes les méthodes de mesure que nous utiliserons dans ce travail, nous avons choisi une source sonore ponctuelle et isotrope se comportant comme une sphère pulsante sinusoïdale (cf. Annexe III) appelée aussi source d'ordre zéro.

En choisissant cette source donnée en débit de volume et en introduisant l'emploi des fonctions harmoniques en raison du théorème de Fourier*, le potentiel défini précédemment prend la forme $\phi = -j \frac{A}{4\pi r} e^{j\omega(t - \frac{r}{c})}$, $\frac{A}{4\pi}$ étant une constante proportionnelle au débit de volume initial.

* Toute fonction périodique $F(t - \frac{r}{c})$ peut se décomposer sous la forme

$$F(t - \frac{r}{c}) = \sum e^{j\omega(t - \frac{r}{c})}$$

Donc les champs "p et v" s'écrivent :

$$p = \frac{A}{4\pi r} \omega \rho_0 e^{j\omega(t - \frac{r}{c})}$$

$$v = \frac{A}{4\pi r} \left[\frac{\omega}{c} e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} - \frac{j}{r} e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} \right]$$

Dans le cas général nous pouvons définir l'impédance acoustique $Z = \frac{p}{v}$

$$Z = \rho_0 c \frac{1}{1 - j \frac{c}{\omega r}}, \text{ qui devient } Z = \rho_0 c \text{ pour } r \text{ grand, résultat bien connu des ondes planes.}$$

Calcul de l'impédance spécifique à la réflexion sur la face du matériau testé

La formule de l'impédance s'écrit, si l'on admet la réflexion optique des rayons sonores, qui peut-être introduite à partir d'hypothèses géométriques :

$$Z = \frac{p_i + p_r}{[v_i + v_r] \cos i}$$

D'après ce que nous venons de voir :

$$p_i = v_i \rho_0 c \frac{1}{1 - j \frac{c}{\omega r}} \quad p_r = g p_i$$

et

$$p_r = v_r \rho_0 c \frac{1}{1 - j \frac{c}{\omega r}} \quad v_r = -g v_i$$

Donc Z s'écrit avec $g = |g| e^{j\Delta}$

$$Z = \frac{\rho_0 c}{\cos i} \times \frac{1}{1 - j \frac{c}{\omega r}} \times \frac{1 + g}{1 - g}$$

Ce résultat se compose d'un produit de trois termes dont nous allons analyser les composantes.

Le terme en $\frac{1+g}{1-g}$ est connu. C'est celui de l'impédance acoustique spécifique en incidence normale en ondes planes dont on peut déterminer les

parties réelle
$$R = \frac{1 - |g|^2}{1 - 2 |g| \cos \Delta + |g|^2}$$
 et imaginaire
$$J = \frac{2 |g| \sin \Delta}{1 - 2 |g| \cos \Delta + |g|^2}$$

Le terme en $1/1 - j \frac{c}{\omega r}$ est un terme nouveau existant du fait de la propagation sphérique de notre source. Ce terme est différent de 1 dans le cas général. Cependant il tend très rapidement vers 1 dès que la distance à la source "r" du point de mesure et que la fréquence de test "f" sont suffisamment importantes et ce sera le cas de nos expériences.

Enfin le terme $\rho_0 c / \cos i$ caractérise la projection de la somme des vitesses vibratoires sur la normale au plan de réflexion, $\rho_0 c$ étant l'impédance habituelle de l'air en ondes planes 420 Ns/m³.

Observation sur le champ de pression sonore "p".

Notre champ de pression sonore est de la forme :

$$p = \rho_0 c \frac{A \omega}{4 \pi c} \frac{1}{r} e^{j \omega (t - \frac{r}{c})}$$
 dont le module est essentiellement fonction de la pulsation " ω " et de la distance à la source "r". Donc si pour une fréquence donnée, la pression à la distance unité est " p_0 ", nous pouvons écrire la pression sous la forme : $p = \frac{p_0}{r} e^{j \omega (t - \frac{r}{c})}$. Ce sera la formulation retenue, pour la pression à la distance "r" et pour une fréquence donnée "f", dans la suite de notre exposé.

Le champ de pression décroît donc comme 1/r. Cependant, bien que par la suite nous ne considérerions que le cas du champ sonore proche, il est bon de rappeler qu'en champ sonore lointain, où les distances sont grandes par rapport aux dimensions des sources et aux longueurs d'ondes, il faut tenir compte de la viscosité de l'air, des échanges thermiques, des conditions de température et d'hygrométrie et nous avons non seulement une atténuation géométrique mais en plus une atténuation moléculaire proportionnelle à la distance parcourue. Pour avoir un ordre d'idée, disons que pour une fréquence de test de 8 000 Hz l'atténuation serait de 0,15 dB/m pour une température de 18° à 20° C et si l'on fait des mesures à 2 m de la source, l'atténuation ne serait

jamais supérieure à 0,3 dB ce qui représente une erreur maximale de 3,5 % sur la valeur de la pression c'est-à-dire : $100 (\Delta p/p) = 100 (10^{\frac{0,3}{20}} - 1)$.

Considérations sur l'exploitation des résultats expérimentaux

Bien que le but de ce travail soit d'élaborer des méthodes de mesure du coefficient d'absorption et de l'impédance spécifique des matériaux acoustiques en incidence oblique, nous nous efforcerons, dans la mesure du possible, à partir des résultats expérimentaux sur un matériau simple et homogène connu, de dépasser cette finalité. Nous utiliserons la laine de Verre, en 35 kg/m^3 et 5 cm d'épaisseur, pour la vérification expérimentale de la mise en oeuvre possible de chacune des méthodes exposées. Ainsi nous pourrons constamment comparer les méthodes entre elles et aussi confirmer ou infirmer, quand cela pourra être mis clairement en évidence, des hypothèses émises et des particularités intéressantes.

Tout d'abord, nous supposerons la "Réflexion optique" des rayons sonores, hypothèse que nous introduisons à partir de considérations géométriques. En fait, il peut y avoir une certaine diffusion des rayons sonores. Celle-ci apparaît plus ou moins tôt en fonction du matériau testé et de l'incidence oblique "i".

Ensuite, il nous semble intéressant d'essayer de dégager des relations entre les valeurs du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z en incidence normale et oblique. C'est pourquoi nous allons étudier, au tube de Kundt en incidence normale, le matériau acoustique choisi, ce qui nous permettra d'avoir une base de comparaison (cf. Résultats en Annexe II). Nous comparerons aussi les parties réelles $\mathcal{R}$ et imaginaires $\mathcal{I}$ de l'impédance acoustique en incidence normale et oblique. Ainsi nous pourrons vérifier si en incidence oblique "i", Z_1 normale peut devenir $Z_i = Z_1 \cos i$. Si c'est exact, la représentation graphique de l'impédance, donnant dans le plan $\mathcal{R}/\rho_0 c, \mathcal{I}/\rho_0 c$ le coefficient d'absorption α et le déphasage à la réflexion Δ , nous permettra de passer très rapidement de α_1, Δ_1 incidence normale à α_i, Δ_i incidence oblique. Cet abaque se présente sous la forme de deux familles de cercles orthogonaux $\alpha = \text{cste}$ et $\Delta = \text{cste}$ (cf. Annexe IV).

PREMIERE PARTIE

Etude, du coefficient d'absorption des matériaux acoustiques, sous incidence oblique, par la méthode du doublet microphonique recevant les ondes en phase et des ondes en opposition de phase.

- Chapitre I -

Théorie du Doublet Microphonique

I.1 - Présentation

Soit un plan $y = 0$ de matériau acoustiquement absorbant, et formant surface partiellement réfléchissante.

Une source sonore ponctuelle isotrope S est en $x = 0, y = a$.

Deux microphones $M_1 (x_1, y_1)$
 $M_2 (x_2, y_2)$ reçoivent :

- onde directe SM_1 SM_2
- onde réfléchie SI_1M_1 SI_2M_2 sous des angles i_1 et i_2 avec coefficient de réflexion g , le même pour les deux, des énergies.

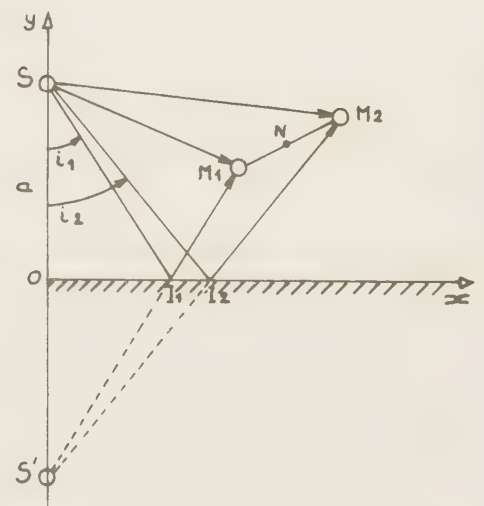


Figure 2

Les deux microphones sont supposés de même sensibilité et non directifs.

I.2 - Principe

On peut trouver des positions M_1M_2 telles que, l'émission donnant une fréquence pure, ou bien les deux ondes directes sont en phase, les deux ondes réfléchies en opposition, ou bien les deux ondes directes en opposition et les ondes réfléchies en phase. La somme des tensions des deux microphones dans les deux configurations permettant de déterminer le coefficient d'absorption α .

Correction = atténuation en $1/r$ à la propagation si les deux chemins (2 directs ou 2 réfléchis) ne sont pas égaux.

La différence de marche des deux rayons sonores directs est :

$$\Delta D = \sqrt{[x_2^2 + (a - y_2)^2]} - \sqrt{[x_1^2 + (a - y_1)^2]}$$

celle des rayons sonores réfléchis

$$\Delta R = \sqrt{[x_2^2 + (a + y_2)^2]} - \sqrt{[x_1^2 + (a + y_1)^2]}$$

Ces deux cas s'écrivent :

$\Delta D = K_1 \lambda$	ou	$\Delta D = (2 K_2 + 1) \lambda / 2$
$\Delta R = (2 K'_1 + 1) \lambda / 2$		$\Delta R = K'_2 \lambda$

I.3 - Cas où $K_1 = K'_1 = K_2 = K'_2 = 0$

Les deux microphones sont sur un même cercle centré soit en S soit en S'. En posant $M_1 M_2 = \lambda / 2$, le milieu N de $M_1 M_2$ est sur le cercle de centre O et de rayon a ; soit $S' M_1 M_2$ sont alignés avec SN perpendiculaire à $M_1 M_2$, soit $S M'_1 M'_2$ sont alignés avec S'N perpendiculaire à $M'_1 M'_2$.

I.4 - Manipulation

On devra former un doublet de deux microphones, dans les positions $M_1 M_2$ et $M'_1 M'_2$. On recevra :

- onde directe seule, onde réfléchie annulée
- onde directe annulée, onde réfléchie seule.

I.5 - Remarques générales

Il ressort de la présentation, du principe et de la manipulation de la théorie du doublet microphonique que nous devons satisfaire plusieurs

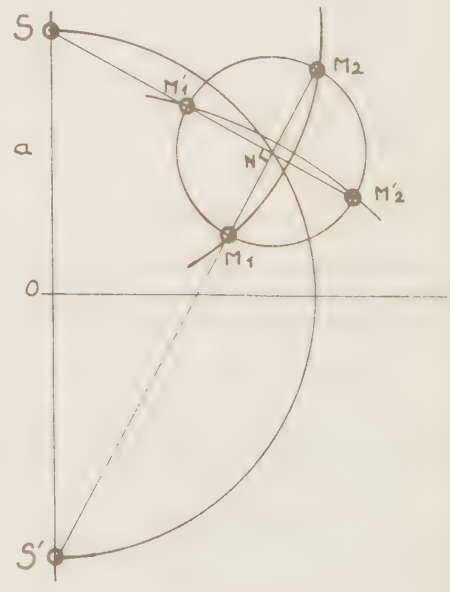


Figure 3

exigences sur le plan pratique.

Tout d'abord la manipulation ne pourra être faite qu'en milieu anéchoïque, à l'abri de toute perturbation sonore ou vibratoire. Nous travaillerons donc en Chambre Sourde (Annexe I).

En ce qui concerne l'émission sonore, nous devons utiliser une source sonore ponctuelle et isotrope. Nous avons choisi comme source une chambre de compression de haut-parleur surmontée d'un tube de faible diamètre (Annexe III).

Afin que la différence des chemins parcourus par l'onde directe et par l'onde réfléchiée soit la plus faible possible et que par conséquent l'atténuation due à la loi en $1/r$ ne vienne trop dégrader les mesures, il sera indispensable de placer le doublet microphonique le plus près possible du matériau à tester et d'avoir des chemins parcourus les plus longs possible, tout en conservant des niveaux sonores suffisants à la réception.

Enfin, le milieu du doublet devra se situer sur un cercle de centre O et de rayon $OS = a$, distance du plan du matériau testé à la source S, les microphones pivotant de 90° autour de leur milieu N, pour obtenir successivement des ondes directes en phase puis des ondes réfléchies en phase. De plus, la distance M_1M_2 séparant les deux microphones devra être égale à $(2k + 1) \lambda / 2$ de la fréquence de test pour annuler les ondes réfléchies arrivant sur chaque microphone dans le premier cas et les ondes directes dans le second cas.

I.6 - Choix des distances M_1M_2 des deux microphones du doublet.

Nous venons de voir que la distance des deux microphones est imposée par la demi-longueur d'onde de la fréquence de test si l'on veut annuler les ondes réfléchies quand les ondes directes sont en phase, position M_1M_2 , et inversement les ondes directes quand les ondes réfléchies sont en phase, position $M'_1M'_2$.

Nous avons le choix entre deux possibilités : ou régler cette distance continuellement ou se fixer plusieurs valeurs de M_1M_2 correspondant à

$(2k + 1) \lambda/2$ recouvrant le maximum de fréquences de test de 300 Hz à 8000 Hz. Notre expérience de la mesure du coefficient d'absorption sous incidence normale au tube de Kundt, a montré que ces limites étaient raisonnables ainsi qu'un espacement des fréquences de 300 Hz environ pour des matériaux homogènes courants. Nous pourrions donc retenir comme distance de base $M_1 M_2$ la demi-longueur d'onde correspondant aux fréquences de base 300, 600, 1200, 2400 et 4800 Hz. Nous pourrions ainsi recouvrir toutes les fréquences de 300 Hz à 8100 Hz de 300 Hz en 300 Hz.

En effet, nous aurions :

Tableau 1

$(2k + 1)$	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25	27
0,3 KHz	0,9	1,5	2,1	2,7	3,3	3,9	4,5	5,1	5,7	6,3	6,9	7,5	8,1
0,6 KHz	1,8	3	4,2	5,4	6,6	7,8							
1,2 KHz	3,6	6											
2,4 KHz	7,2												
4,8 KHz													

En fait il n'est pas possible d'envisager cette solution car trop de fréquences élevées dépendent des fréquences 300 Hz et 600 Hz. En effet choisir cette solution c'est se mettre en contradiction permanente avec l'impératif de la loi en $1/r$ qui veut que les microphones soient le plus près possible l'un de l'autre et de la surface de l'échantillon, afin que la différence, des chemins parcourus par les ondes directes et réfléchies, soit la plus petite possible. Dans ce cas en effet nous n'avons à faire qu'une correction minimale sur les résultats obtenus.

Nous avons donc opté pour une variation continue de la distance $M_1 M_2$ adaptable à toute fréquence de test souhaitée.

- Chapitre II -

Mise en oeuvre, de la méthode de mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z sous incidence oblique, basée sur la technique du doublet microphonique.

II.1 - Présentation

Notre but est de mesurer dans un premier temps le module et l'argument du facteur de réflexion g , pour une incidence i et un signal sinusoïdal de fréquence f dont nous tirerons les valeurs de α et de Z .

II.1.1. - Calcul des pressions acoustiques en M_1 et en M_2

$$\text{Pression en } M_1 \quad P_1 = |p_i| e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} + |p_r| e^{j[\omega(t - \frac{r'}{c}) + \Delta]}$$

$$\text{Pression en } M_2 \quad P_2 = |p_i| e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} + |p_r| e^{j[\omega(t - \frac{r'}{c}) + \Delta]} e^{j\omega\frac{\lambda}{2c}}$$

$$\text{Sachant que } \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et que } e^{j\pi} = -1$$

$$\text{En posant en plus } T = t - \frac{r}{c} \text{ et } \psi = \omega(\frac{r - r'}{c}) + \Delta$$

Nous écrivons les expressions des pressions :

$$P_1 = |p_i| e^{j\omega T} + |p_r| e^{j(\omega T + \psi)}$$

$$P_2 = |p_i| e^{j\omega T} - |p_r| e^{j(\omega T + \psi)}$$

II.1.2 - Remarques

Une première remarque s'impose. Puisque les valeurs des pressions en M_1 et en M_2 s'y prêtent nous ne ferons pas deux fois la somme de ces pressions dans les positions $M_1 M_2$ et $M'_1 M'_2$ obtenue après rotation du doublet de 90° autour du milieu N . Mais nous ferons tout simplement la somme et la différence des pressions en M_1 et en M_2 dans une seule des deux positions.

Ceci posé, la position adoptée a été : ondes directes arrivant aux microphones en phase et ondes réfléchies par le matériau acoustique testé en opposition. Cette disposition a été choisie pour n'avoir qu'un seul angle d'incidence i à la réflexion et pour que l'influence due à l'atténuation du son en fonction de la distance, loi en $1/r$, soit la plus faible possible. En effet, les ondes incidentes réfléchies ayant un chemin plus long à parcourir que les ondes directes, la différence d'atténuation à la réflexion entre les deux microphones M_1 et M_2 sera moins importante que dans le cas de l'onde directe. Car pour une distance $M_1 M_2 = \frac{\lambda}{2}$ choisie, l'écart d'atténuation sera moins important entre 2 m et 3 m qu'entre 1 m et 2 m dans notre cas pratique, "a" valant 2 mètres. L'atténuation due à la loi en $1/r$ est de 20 dB par décade. On notera que les tests ne peuvent se faire qu'à des incidences inférieures à 45° car la position limite de I est I' .

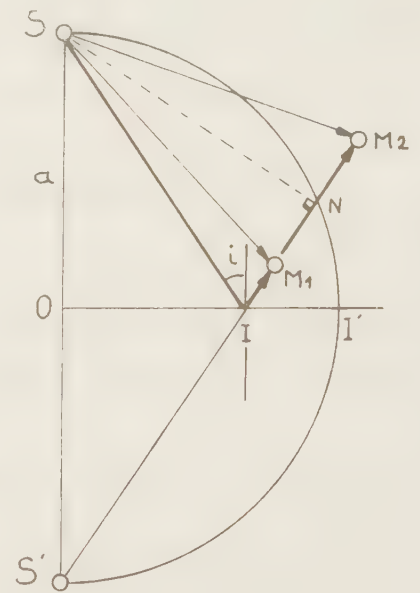


Figure 4

II.2 - Mesure du module du facteur de réflexion $|g|$.

Rappel - Les pressions sonores en M_1 et M_2 s'écrivent :

$$P_1 = |p_i| e^{j\omega T} + |p_r| e^{j(\omega T + \psi)}$$

$$P_2 = |p_i| e^{j\omega T} - |p_r| e^{j(\omega T + \psi)}$$

En faisant la somme et la différence de ces deux pressions nous obtenons.

$$P_1 + P_2 = 2 |p_i| e^{j\omega T} \text{ pression d'amplitude } 2 |p_i| \text{ et de phase } \omega T$$

$$P_1 - P_2 = 2 |p_r| e^{j(\omega T + \psi)} \text{ pression d'amplitude } 2 |p_r| \text{ et de phase } \omega T + \psi$$

En faisant le rapport des amplitudes de la différence et de la somme des pressions en M_1 et M_2 nous avons :

$$\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} = \frac{2 |p_r|}{2 |p_i|} = |g|$$

Nous en déduisons donc la valeur du coefficient d'absorption :

$$\frac{\alpha \%}{100} = 1 - |g|^2 = 1 - \left[\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} \right]^2$$

II.3 - Mesure du déphasage à la réflexion Δ

Ce déphasage Δ , qui n'est autre que l'argument du facteur de réflexion g , est obtenu avec le déphasage ψ existant entre la somme et la différence des pressions acoustiques en M_1 et M_2 . Ce déphasage s'écrit :

$$(\omega T + \psi) - \omega T = \psi = \omega \left(\frac{r - r'}{c} \right) + \Delta$$

Donc :

$$\Delta = \psi + \omega \left(\frac{r' - r}{c} \right)$$

La différence des chemins parcourus entre l'onde réfléchie et l'onde directe $r' - r$ peut s'écrire en fonction de l'incidence et de la distance a de la source au plan de l'échantillon :

$$r' = S'M_1 = 2a \cos i - \frac{\lambda}{4}$$

$$r = SM_1 = \sqrt{(2a \sin i)^2 + \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2}$$

d'où

$$r' - r = 2a \cos i - \frac{\lambda}{4} - \sqrt{(2a \sin i)^2 + \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2}$$

et donc Δ sachant que $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$\Delta = \psi + \frac{2\pi}{\lambda} \left[2a \cos i - \frac{\lambda}{4} - \sqrt{(2a \sin i)^2 + \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2} \right]$$

II.4 - Influence de l'atténuation due à la loi en $\frac{1}{r}$

Les chemins parcourus, par l'onde directe arrivant aux microphones M_1 et M_2 : " r ", et par l'onde réfléchie par l'échantillon : r' pour M_1 et $r' + \frac{\lambda}{2}$ pour M_2 , présentent une différence. Il faut donc faire intervenir le correctif

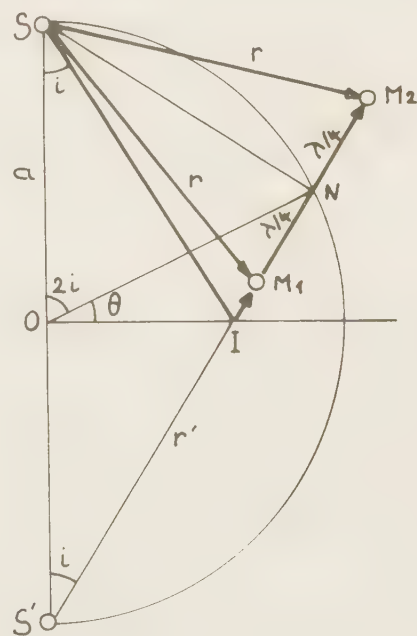


Figure 5

de la loi en $\frac{1}{r}$. Soit $|p_o|$ le module de la pression acoustique reçue à la distance unité venant de la source S. A la distance "r" cette pression sera $|p_i| = \frac{|p_o|}{r}$,

à la distance "r'" après réflexion elle sera $|p_r| = \frac{|g| |p_o|}{r'}$ et à la distance "r' + $\frac{\lambda}{2}$ " nous aurons de même $|p_r| = \frac{|g| |p_o|}{r' + \frac{\lambda}{2}}$.

Donc quand nous mesurons $|P_1 + P_2|$ et $|P_1 - P_2|$ nous avons en fait :

$$|P_1 + P_2| = 2 |p_i| = 2 \frac{|p_o|}{r}$$

$$\text{et } |P_1 - P_2| = |p_r|_{M_1} + |p_r|_{M_2} = \frac{|g| |p_o|}{r'} + \frac{|g| |p_o|}{r' + \frac{\lambda}{2}}$$

Par conséquent le rapport $\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|}$ devient :

$$|g| \frac{|p_o| \left[\frac{1}{r'} + \frac{1}{r' + \frac{\lambda}{2}} \right]}{2 |p_o| \left[\frac{1}{r} \right]} . \text{ Il faut donc corriger } |g| \text{ de l'inverse de cette fraction autrement dit de :}$$

$$\frac{2 \frac{1}{r}}{\frac{1}{r'} + \frac{1}{r' + \frac{\lambda}{2}}} \quad \text{ou} \quad \left[2 \times \frac{r'}{r} \times \frac{r' + \frac{\lambda}{2}}{2r' + \frac{\lambda}{2}} \right]$$

En remplaçant r et r' par leurs valeurs en fonction de a, i et λ le Correctif s'écrit :

$$\text{Cor}^{\text{tif}} = 2 \times \frac{2 a \cos i - \frac{\lambda}{4}}{\sqrt{(2a \sin i)^2 - \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2}} \times \frac{2 a \cos i + \frac{\lambda}{4}}{4 a \cos i}$$

ou encore :

$$\text{Cor}^{\text{tif}} = \frac{(2a \cos i)^2 - \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2}{(2 a \cos i) \sqrt{(2a)^2 - [(2a \cos i)^2 - \left(\frac{\lambda}{4}\right)^2]}}$$

Donc si nous appelons " $|g|$ apparent" le rapport $\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|}$ mesuré ,

le module du facteur de réflexion réel $|g_r|$ sera égal à :

$$|g_r| = \text{Cor}^{\text{tif}} |g| \text{ apparent} = \text{Cor}^{\text{tif}} \left[\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} \right]_{\text{mesuré}}$$

D'où le coefficient α réel :

$$\frac{\alpha \%}{100} = 1 - \left[\text{Cor}^{\text{tif}} * \left[\frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|} \right]_{\text{mesuré}} \right]^2$$

II.5 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées

Nous avons :

$$\frac{\alpha \%}{100} = 1 - |g_r|^2$$

et

$$Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \times \frac{1 + |g_r| e^{j\Delta}}{1 - |g_r| e^{j\Delta}}$$

avec

$$|g_r| = \frac{(2a \cos i)^2 - \ell^2}{2a \cos i \sqrt{(2a)^2 - [(2a \cos i)^2 - (\ell)^2]}} \times \frac{|P_1 - P_2|}{|P_1 + P_2|}$$

et

$$\Delta = \psi + \frac{2\pi}{\lambda} \left[(2a \cos i - \ell) - \sqrt{(2a)^2 - [(2a \cos i)^2 - (\ell)^2]} \right]$$

Les variables fixées étant : a , i , ρ_o , c et $\ell = \frac{\lambda}{4}$

et les valeurs mesurées : $|P_1 - P_2|$, $|P_1 + P_2|$, ψ

II.6 - Erreurs absolues sur $|g_r|$, Δ , α et Z .

* Après calcul nous obtenons l'erreur sur $|g_r|$:

$$\Delta |g_r| = \left| \frac{K_6 K_4}{a K_3^2} \left[K_4^2 K_1 - u K_2 \right] \right| \Delta a + \left| \frac{K_6 \sin i}{K_3^2} \left[u \sqrt{v} - \frac{K_4^3 K_1}{\cos i} \right] \right| \Delta i + \left| \frac{\ell}{K_3^2} \left[K_6 K_4 K_1 \right] \right| \Delta \ell + \left| \frac{K_5}{K_4} \right| \Delta |P_1 - P_2| + \left| \frac{K_5 K_6}{K_4} \right| \Delta |P_1 + P_2|$$

sachant que :

$$u = (2a \cos i)^2 - \ell^2$$

$$v = (2a)^2 - u$$

$$K_1 = 2 \sqrt{v} = u / \sqrt{v}$$

$$K_2 = \frac{u^2}{\sqrt{v}}$$

$$K_3 = 2a \cos i \sqrt{u}$$

$$K_4 = 2a \cos i$$

$$K_5 = u / |P_1 + P_2| \sqrt{v}$$

$$K_6 = |P_1 - P_2| / |P_1 + P_2|$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence des diverses erreurs sur l'erreur totale $\Delta |g_r|$

Tableau 2

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	Δ de $ g_r $
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	0,1 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25''$	4,6 %
$\ell = 0,085 \text{ m}$	$\Delta \ell = 0,005 \text{ m}$	0,2 %
$ P_1 - P_2 = 1,4^*$	$\Delta P_1 - P_2 = 0,2$	77,6 %
$ P_1 + P_2 = 6^*$	$\Delta P_1 + P_2 = 0,2$	17,5 %

* Les valeurs $|P_1 - P_2|$ et $|P_1 + P_2|$ sont des tensions proportionnelles au niveau de pression

* Après calcul nous obtenons pour l'erreur sur Δ :

$$\Delta\Delta = \left| 2 K_2 [\cos i - K_1 \sin i] \right| \Delta a + \left| 2a K_2 [\sin i - K_1 \cos i] \right| \Delta i + \left| \frac{K_2 K_3}{c} \right| \Delta c + \left| \frac{K_2 K_3}{f} \right| \Delta f + |K_2 K_4| \Delta \ell + |K_2 K_4| \Delta \psi$$

Avec :

$$\begin{aligned} u &= 2a \cos i - \ell & K_2 &= 360 f/c \\ v &= (2a)^2 - [(2a \cos i)^2 - \ell^2] & K_3 &= u - \sqrt{v} \\ K_1 &= 2a \sin i / \sqrt{v} & K_4 &= 1 + \ell / \sqrt{v} \end{aligned}$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence des diverses erreurs sur l'erreur totale de $\Delta\Delta$:

Tableau 3

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	% de $\Delta\Delta$
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	4,7 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	46,9 %
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	9,1 %
$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	1,6 %
$\ell = 0,085 \text{ m}$	$\Delta \ell = 0,005 \text{ m}$	19,7 %
$\psi = -90^\circ$	$\Delta \psi = 5^\circ$	18 %

* Erreur sur le coefficient α et sur les parties réelles R et Imaginaires I de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= 2 |g| \Delta |g| \\ \Delta R &= \left| \frac{2K_2}{K_1} \right| \Delta |g| + \left| \frac{K_3}{K_1} \right| \Delta \Delta & \Delta I &= \left| \frac{K_3}{|g| K_1} \right| \Delta |g| + \left| \frac{2|g| K_2}{K_1} \right| \Delta \Delta \end{aligned}$$

Avec : $K_1 = 1 + |g|^2 - 2 |g| \cos \Delta$
 $K_2 = (1 + |g|^2) \cos \Delta - 2 |g|$
 $K_3 = 2 |g| (1 - |g|^2) \sin \Delta$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence de $\Delta |g|$ et $\Delta \Delta$ sur ΔR , ΔI et $\Delta \alpha$.

Tableau 4

		$\Delta g $ influe à	$\Delta \Delta$ influe à
ΔR	← sur	47 %	53 %
ΔI	← sur	41,7 %	58,3 %
$\Delta \alpha$	← sur	100 %	

II.7 - Schéma de mesure

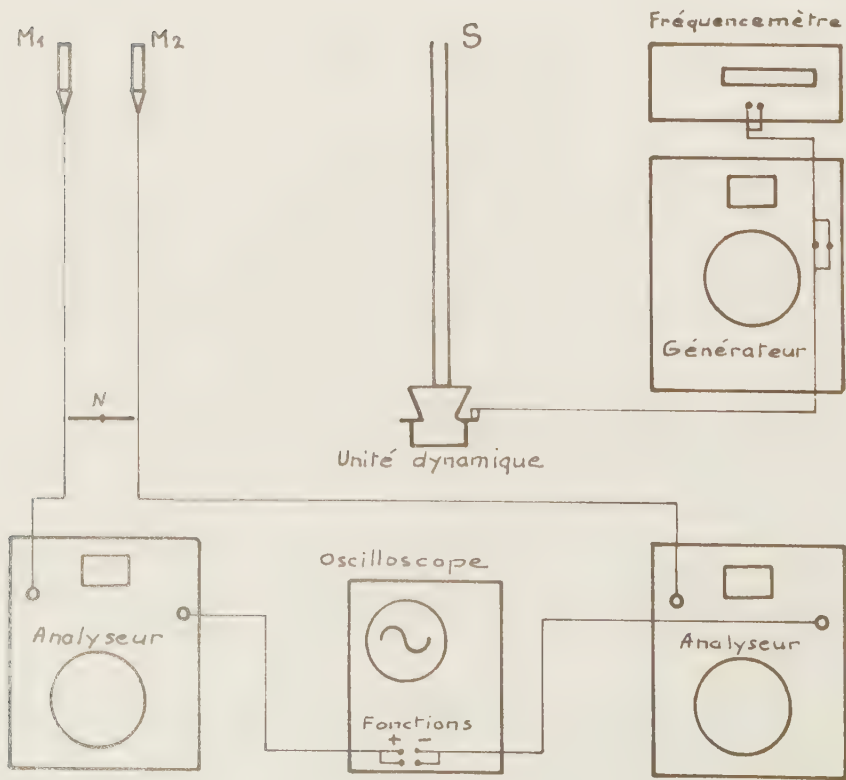


Figure 6

II.8 - Manipulation

Après avoir choisi l'incidence i , nous réglons la distance $M_1 M_2$ des deux microphones du doublet à la longueur correspondant à $\lambda/2$ de la fréquence de test. Le milieu N de $M_1 M_2$ étant sur le cercle de centre O et de rayon a .

A l'aide du générateur nous émettons le train d'ondes, par l'intermédiaire de l'unité dynamique, à la fréquence de test choisie. Nous faisons la somme des tensions des deux microphones, après filtrage, à l'aide de l'oscilloscope. Dans cette position $M_1 M_2$ nous avons addition des ondes directes et soustraction des ondes réfléchies. Nous lisons donc sur l'oscilloscope la somme $2 |p_i|$, $|p_i|$ étant la pression de l'onde incidente arrivant directement aux microphones. Puis en faisant la différence des pressions acoustiques en M_1 et M_2 , nous obtenons $2 |p_r|$, $|p_r|$ étant le module de la pression de l'onde acoustique après réflexion sur l'échantillon. Nous mesurons aussi le déphasage ψ , sur l'oscilloscope, entre la somme et la différence des pressions en M_1 et M_2 .

Ayant ces trois valeurs, nous obtenons g , Δ puis α et Z en faisant l'application numérique des formules du paragraphe II.5.



Photo 1
Appareillage de Mesure

- Chapitre III -

Vérification expérimentale de la mise en oeuvre de la méthode de mesure et de la théorie du doublet microphonique.

III.1 - Présentation

Cette vérification expérimentale a été réalisée dans la Chambre Sourde du Service Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Structures de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes. Cette Chambre Sourde présente des caractéristiques de Surdité et d'An  cho  cit   que l'on trouvera en annexe I.

Il a été procédé à la détermination des courbes d'absorption $\alpha \%$ et de déphasage à la réflexion Δ d'un panneau de laine de verre de 5 cm d'épaisseur et de 35 kg/m^3 de densité pour une incidence i de 40° .

III.2 - Résultats

Figure 7 * Comparaison sur un même graphe des courbes $\alpha \%$ par cette méthode sous incidence 40° et au tube de KUNDT (cf. Annexe II) en incidence normale.

Figure 8 * Comparaison sur un graphe pour les deux mêmes méthodes du déphasage à la réflexion Δ° .

Tableaux 5-6 * Mise en place de deux tableaux comparatifs où apparaissent en plus de $\alpha \%$, Δ° , et $|g|$ les parties réelles et imaginaires de l'impédance acoustiques $\frac{Z}{\rho_o c} \cos i$.

Figure 9 * Comparaison sur un graphe des parties réelles R et imaginaires I des impédances $\frac{Z}{\rho_o c} \cos i$ obtenues avec la méthode du doublet et au tube de KUNDT.

Méthode du doublet pour $i = 40^\circ$

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	6,3
$ P_1 + P_2 $	5,6 ^{0.2}	6 ^{0.2}	6 ^{0.2}	6 ^{0.2}	6 ^{0.2}	6 ^{0.2}
$ P_1 - P_2 $	6 ^{0.2}	2,4 ^{0.2}	1,4 ^{0.2}	1,7 ^{0.2}	0,8 ^{0.2}	1,3 ^{0.2}
ψ	- 36° ⁵	+ 144° ⁵	- 90° ⁵	+ 108° ⁵	+ 115° ⁵	+ 22° ⁵
$ g $	1,25 ^{0.104}	0,474 ^{0.062}	0,278 ^{0.053}	0,337 ^{0.055}	0,158 ^{0.048}	0,267 ^{0.052}
Δ°	- 1 ^{8.5}	- 48 ¹¹	- 20 ¹⁵	- 19 ²³	- 47 ⁴¹	- 19 ⁵⁵
$\alpha_r \%$	0 ²⁶	77,5 ⁶	92 ³	89 ⁴	97,5 ^{1.5}	93 ³
R		1,313 ^{0.324}	1,678 ^{0.350}	1,861 ^{0.606}	1,205 ^{0.295}	1,640 ^{0.797}
I		1,193 ^{0.294}	0,353 ^{0.299}	- 0,461 ^{0.434}	- 0,286 ^{0.134}	- 0,307 ^{0.358}

Tableau 5

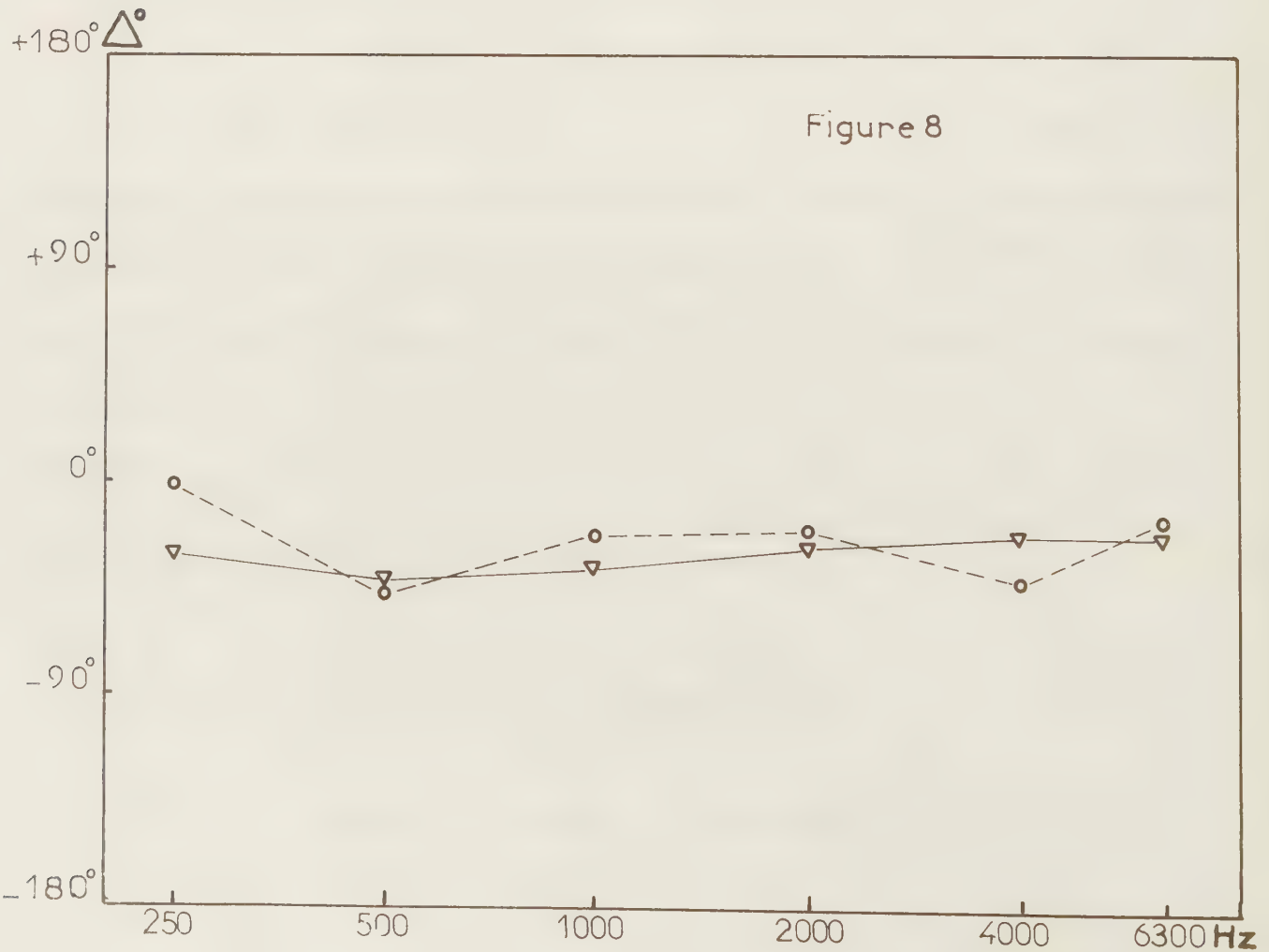
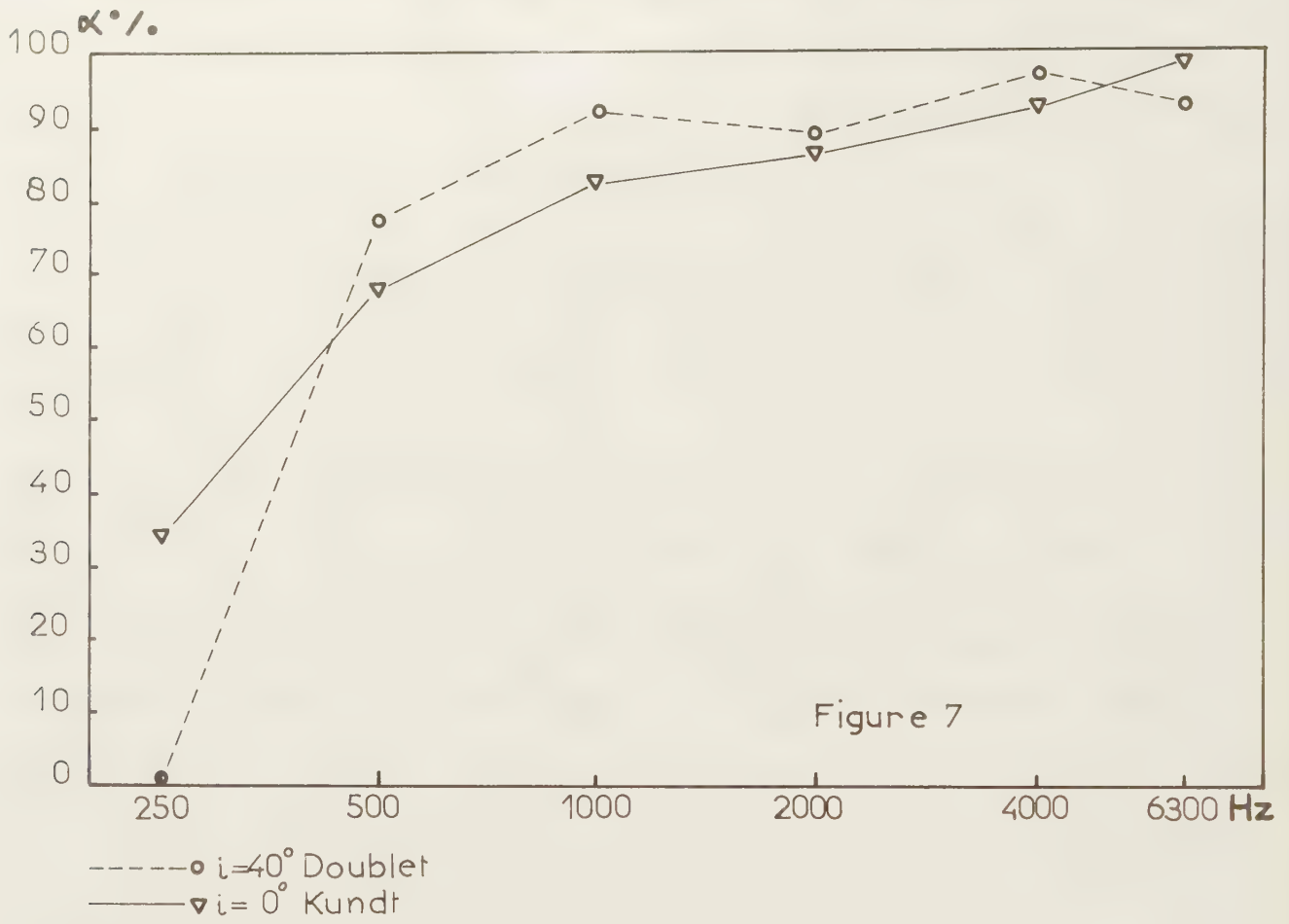
Tube de KUNDT

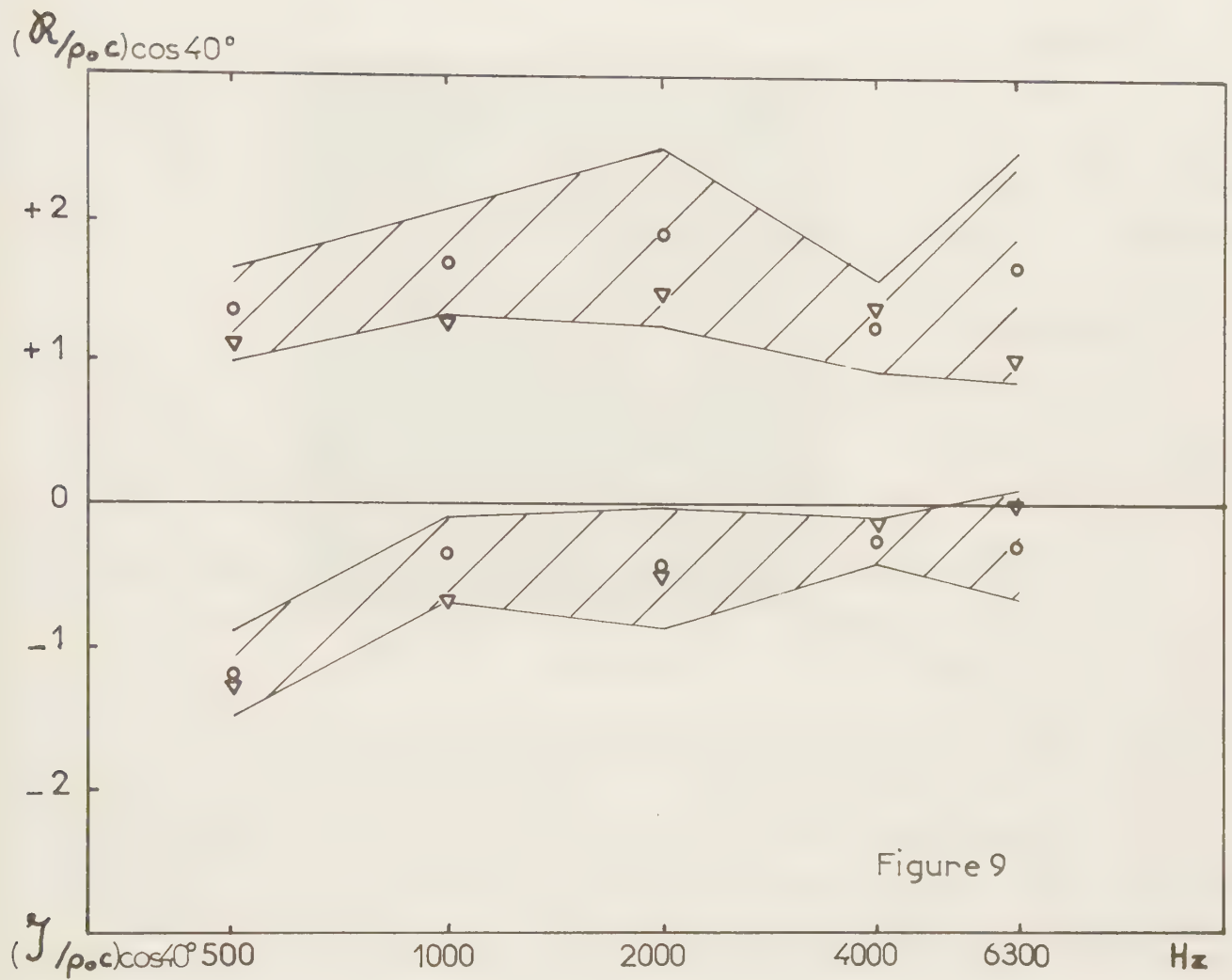
f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	6,3
$ g $	0,812 ^{0.062}	0,566 ^{0.044}	0,412 ^{0.049}	0,361 ^{0.042}	0,265 ^{0.057}	0,071 ^{0.071}
Δ°	- 30 ⁴	- 42 ⁶	- 37 ⁹	- 27 ¹⁵	- 24 ²⁶	- 24 ³⁰
$\alpha \%$	34 ¹⁰	68 ⁵	83 ⁴	87 ³	93 ³	99,5 ¹
R	1,347 ^{0.661}	1,419 ^{0.281}	1,623 ^{0.264}	1,786 ^{0.421}	1,587 ^{0.465}	1,137 ^{0.208}
I	- 3,211 ^{0.594}	- 1,581 ^{0.260}	- 0,969 ^{0.249}	- 0,673 ^{0.291}	- 0,368 ^{0.329}	- 0,066 ^{0.145}

Tableau 6

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

COMPARAISON METHODE DU DOUBLET - TUBE DE KUNDT





- ▽ $i = 0^\circ$ Kundt
- $i = 40^\circ$ Doublet
- /// Marge d'erreur Doublet

COMPARAISON METHODE DU DOUBLET — TUBE DE KUNDT

III.3 - Avantages et inconvénients de cette méthode, basée sur la théorie du doublet.

* Avantages

Détermination relativement simple du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique grâce à une lecture facile sur l'oscilloscope Ribet Desjardins 246 A de la somme et de la différence des tensions des microphones M_1 et M_2 et de leur déphasage ψ .

* Inconvénients

Régler la distance des deux microphones M_1 et M_2 à $\lambda/2$ de la fréquence de test avec une bonne précision : 2 à 3 mm pour les distances $M_1 M_2$ supérieures à 30 cm et 1 à 2 mm environ pour les distances inférieures.

Position du doublet $M_1 M_2$ trop éloigné du matériau à tester dès que l'incidence est inférieure à 30° car correction importante à faire augmentant beaucoup trop l'erreur sur les mesures.

Application de la correction due à la loi en $\frac{1}{r}$.

Impossibilité de faire des mesures pour des angles d'incidence i supérieurs à 45° et en fait méthode limitée à i voisin de 40° pour une petite chambre comme celle que nous possédons.

III.4 - Positions extrêmes du système de mesure

Comme nous venons de le dire dans le paragraphe précédent, il est très difficile dans une petite chambre sourde comme la nôtre de tester pour des angles d'incidence inférieure à $30^\circ - 35^\circ$ bien que théoriquement ce soit possible. En effet, dans ce cas-là, les microphones reçoivent non seulement les ondes réfléchies par le matériau mais aussi celles réfléchies par les parois de la chambre qui se trouvent pratiquement à des distances comparables. Nous avons alors de très grosses perturbations et ne savons plus très bien ce que nous mesurons exactement. C'est pourquoi il n'est envisageable que de donner des résultats pour des angles d'incidence situés autour de 40° et inférieurs à 45° car au-delà il n'y a plus, d'après la théorie, de mesures possibles.

III.5 - Réalisation technique



Photo 2

III.6 - Conclusion

En ce qui concerne l'aspect purement pratique, le fait de ne pouvoir théoriquement faire des mesures pour des incidences supérieures à 45° est un handicap certain, en constatant de plus que dans une chambre sourde de faible importance, nous sommes en plus limités aux incidences voisines de 40° . Malheureusement et comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est pratiquement impossible, d'une façon élégante, de tester des matériaux acoustiques à des incidences plus importantes.

Pour un matériau très absorbant comme celui que nous avons choisi, les résultats obtenus, en incidence normale au tube de Kundt et avec cette méthode du doublet microphonique pour une incidence de 40° , sont très comparables aussi bien en ce qui concerne les valeurs du coefficient d'absorption α que celles du déphasage à la réflexion Δ . Nous pouvons observer de plus, que si les déphasages Δ sont assez constants, quelle que soit la fréquence de test, il n'en est pas de même avec les valeurs du coefficient d'absorption qui chutent assez rapidement en dessous de 1000 Hz (cf. Annexe II). Remarquons aussi qu'au-dessus de 4000 Hz et en-dessous de 500 Hz, pour la méthode du doublet les valeurs de α semblent peu homogènes. Pour les hautes fréquences ceci est dû à la proximité des deux microphones, $M_1 M_2 = \lambda/2$, qui exercent un rayonnement parasite l'un

sur l'autre. Pour les basses fréquences la responsabilité en incombe aux dimensions un peu faibles de la Chambre Sourde par rapport aux longueurs d'ondes des fréquences de test.

Nous pouvons observer que la partie réelle de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$ est supérieure à 1. Compte-tenu des remarques précédentes, α_i oblique, c'est-à-dire obtenu avec la méthode du doublet pour $i = 40^\circ$, est effectivement supérieur à α normal obtenu au tube. Il n'en est pas de même avec les valeurs absolues de Δ plutôt inconstantes. Lorsque nous comparons les parties réelles et imaginaires de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$, des deux méthodes, les résultats sont intéressants puisque assez semblables. En effet, les valeurs R et I au tube multipliées par cosinus 40° sont proches des valeurs mesurées $R \cos i$ et $I \cos i$ avec la méthode du doublet et presque constamment dans la marge d'erreur. Ces résultats nous permettent donc de penser que nos considérations de départ étaient justifiées, compte tenu du fait que nous comparons des résultats de méthodes différentes, sur des échantillons du même matériau mais de dimensions très différentes, 2 m^2 environ pour le doublet et 75 cm^2 au tube. Ces résultats sont donc encourageants et nous pouvons espérer pouvoir vérifier plus surement encore, dans les méthodes qui suivront et qui le permettront, que α_i oblique peut être calculé à partir de α normal avec $Z_i = Z_1 \cos i$.

- Chapitre IV -

Extension de cette méthode à des incidences plus grandes ou plus petites.

IV.1 - Présentation

Comme nous venons de le constater au paragraphe III.3 Avantages et Inconvénients de cette méthode, le gros reproche que nous lui faisons c'est de ne pouvoir tester qu'aux incidences voisines de 40° et toujours inférieures à 45° .

Il va de soi que cette limitation est due au fait que nous avons choisi un cas particulier restreignant la puissance de la méthode mais facilitant l'exploitation technique. Rappelons en effet l'énoncé théorique de la méthode du doublet microphonique.

La différence de marche des deux rayons directs est :

$$\Delta D = \sqrt{x_2^2 + (a - y_2)^2} - \sqrt{x_1^2 + (a - y_1)^2}$$

et celle des rayons réfléchis

$$\Delta R = \sqrt{x_2^2 + (a + y_2)^2} - \sqrt{x_1^2 + (a + y_1)^2}$$

Ces deux cas s'écrivent aussi :

$$\Delta D = K_1 \lambda$$

$$\Delta D = (2K_2 + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta R = (2K'_1 + 1) \frac{\lambda}{2}$$

ou

$$\Delta R = K'_2 \lambda$$

dont nous avons étudié le cas particulier $K_1 = K'_1 = K_2 = K'_2 = 0$

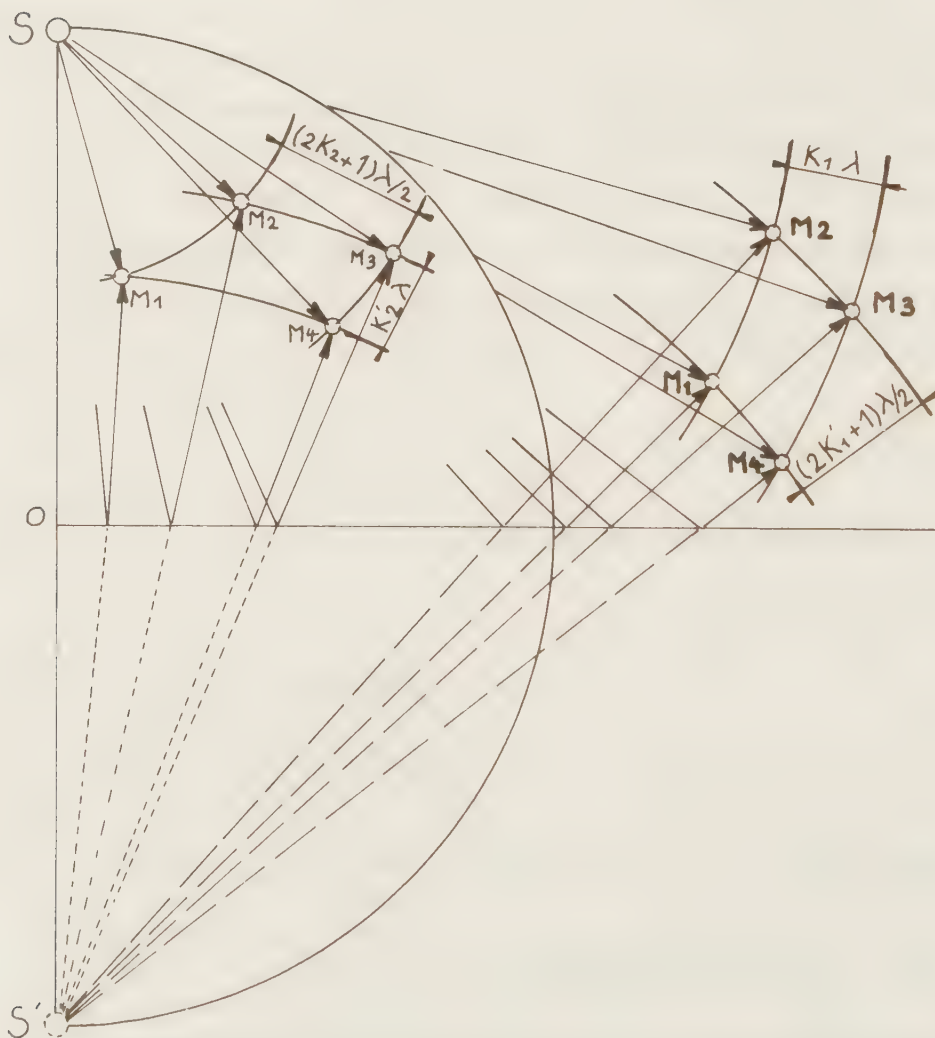
IV.2 - Etude du cas général

Nous sommes en présence d'un cas général lorsque K_1 , K'_1 , K_2 et K'_2 ont des valeurs différentes les unes des autres et si possible non nulles.

Dans ce cas les points répondant à la théorie sont représentés par les intersections de 4 cercles centrés 2 en S et deux en S' et dont les différences de rayon sont ΔD pour les rayons directs et ΔR pour les rayons réfléchis (cf. croquis). Ces 4 points M_1, M_2, M_3 et M_4 sont associables deux par deux mais ne peuvent former vraiment que 4 doublets microphoniques différents.

En faisant la somme des pressions acoustiques des deux microphones du doublet ou leur différence nous obtenons $2 |p_i|$ et $2 |p_r|$ dont nous pouvons tirer α et Z .

Figure 10



IV.3 - Remarques

* La première remarque s'impose d'elle-même : il sera très difficile de trouver un doublet pour une fréquence de test donnée dont les deux microphones seront situés sur le même rayon sonore réfléchi par l'échantillon. Même si cela était possible il faudrait procéder par tâtonnements ce qui n'est pas satisfaisant pour une méthode élaborée.

* Les corrections dues à la loi en $1/r$ qu'il faudrait appliquer seraient très fastidieuses et dépendraient de chaque fréquence, de chaque incidence et même du déphasage à la réflexion de l'échantillon testé.

* Le système technique à réaliser sur un tel procédé de mesure serait inextricable sans parler de contrôler tous les paramètres changeant à chaque test et dans des proportions non prévisibles.

IV.4 - Conclusions

Devant la complexité du système mécanique à envisager et les difficultés au niveau de la théorie et des corrections, il ne nous a pas semblé raisonnable de continuer dans cette voie.

DEUXIEME PARTIE

Etude de la mesure du coefficient d'absorption des matériaux acoustiques sous incidence oblique, par la méthode de l'Inter-Corrélation appliquée à la technique du doublet microphonique.

- Chapitre I -

Théorie de l'Inter-Corrélation

I.1 - Présentation

Dans un but de simplification de la manipulation de la méthode précédemment exposée dans la première partie, il nous a semblé intéressant d'utiliser l'Inter-Corrélation.

En effet, afin d'éviter l'inconvénient de faire varier l'intervalle des deux microphones du doublet M_1 M_2 égale, dans la méthode précédente, à la demi longueur d'onde de la fréquence de test, nous nous sommes proposés d'utiliser, non pas la somme, mais le produit des signaux acoustiques arrivant en M_1 et en M_2 , avec un décalage de temps réglable, autrement dit l'Inter-Corrélation. Soit pour chacun des microphones :

$$\text{Microphone } M_1 \quad p_1 = |p_i| \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) + |p_r| \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta \right)$$

$$\text{Microphone } M_2 \quad p_2 = |p_i| \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) + |p_r| \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi \ell}{\lambda} + \Delta \right)$$

$$\text{avec les ondes directes en phase et } |p_i| = \frac{|p_o|}{r}, \quad |p_r| = \frac{|g| |p_o|}{r'}$$

La fonction de corrélation s'écrit :

$$K = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p_1(t) \times p_2(t + \tau) dt$$

Avec plusieurs valeurs convenables du retard τ on écrit plusieurs équations permettant de calculer $|g|$ et Δ . On fait donc varier électroniquement le retard τ et non la distance $M_1 M_2 = 2\ell$ qui reste fixe. Il faut travailler pratiquement sur un certain nombre de valeurs de $M_1 M_2$, chacune convenant pour une gamme de fréquences.

I.2 - Mise en équation

La formule générale de l'Inter-Corrélation s'écrit :

$$\mathcal{R} = \limite \text{ pour } T \rightarrow \infty \text{ de } \frac{1}{T} \int_0^T f_1(t) \times f_2(t + \tau) dt$$

Les deux fonctions f_1 et f_2 sont représentées dans notre cas par la pression sonore relevée par chacun des microphones M_1 et M_2 . Ces deux fonctions s'écrivent donc :

$$f_1(t) = \frac{|p_o|}{r} \cos(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}) + \frac{|g| |p_o|}{r'} \cos(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta)$$

$$f_2(t+\tau) = \frac{|p_o|}{r} \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r}{\lambda}) + \frac{|g| |p_o|}{r'} \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi\ell}{\lambda} + \Delta)$$

Ainsi :

$$\mathcal{R} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \begin{aligned} & \frac{|p_o|^2}{r^2} \cos(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}) \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r}{\lambda}) \\ & + \frac{|g| |p_o|^2}{r r'} \cos(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta) \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r}{\lambda}) \\ & + \frac{|g| |p_o|^2}{r r'} \cos(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}) \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi\ell}{\lambda} + \Delta) \\ & + \frac{|g|^2 |p_o|^2}{r'^2} \cos(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta) \cos(\omega t + \omega\tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi\ell}{\lambda} + \Delta) \end{aligned} \right. dt$$

Nous décomposons l'intégration et écrivons :

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 + \mathcal{R}_3 + \mathcal{R}_4 \text{ avec}$$

$$\mathcal{R}_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|p_o|^2}{r^2} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cos \left(\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) dt$$

$$\mathcal{R}_2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|g| |p_o|^2}{r r'} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta \right) \cos \left(\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) dt$$

$$\mathcal{R}_3 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|g| |p_o|^2}{r r'} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cos \left(\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi \ell}{\lambda} + \Delta \right) dt$$

$$\mathcal{R}_4 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|g|^2 |p_o|^2}{r'^2} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r'}{\lambda} + \Delta \right) \cos \left(\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi \ell}{\lambda} + \Delta \right) dt$$

Calculons $\tilde{\mathcal{R}}_1$.

$$\tilde{\mathcal{R}}_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|p_o|^2}{r^2} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cos \left(\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) dt$$

Utilisons la formule $\cos a \cos b = \frac{1}{2} \cos (a - b) + \frac{1}{2} \cos (a + b)$

$$\tilde{\mathcal{R}}_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{|p_o|^2}{r^2} \left[\frac{1}{2} \cos (-\omega \tau) + \frac{1}{2} \cos \left(2\omega t + \omega \tau - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \right] dt$$

que nous écrivons :

$$\tilde{\mathcal{R}}_1 = A_1 + B_1$$

avec

$$A_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{|p_o|^2}{2 r^2} \cos \omega \tau \int_0^T dt$$

$$B_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{|p_o|^2}{2 r^2} \int_0^T \cos \left(2\omega t + \omega \tau - \frac{4\pi r}{\lambda} \right) dt$$

Calculons A_1 .

$$A_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2 \cos \omega \tau}{2 r^2 T} \int_0^T dt$$

$$A_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2 \cos \omega \tau}{2 r^2 T} \left[t \right]_0^T$$

$$A_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2 \cos \omega \tau}{2 r^2 T} \times T$$

$$A_1 = \frac{|p_o|^2}{2 r^2} \cos \omega \tau$$

Calculons B_1 .

$$B_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2}{2 r^2 T} \int_0^T \cos \left(2 \omega t + \omega \tau - \frac{4\pi r}{\lambda} \right) dt$$

$$B_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2}{2 r^2 T} \left[\frac{1}{2\omega} \sin \left(2 \omega t + \omega \tau - \frac{4\pi r}{\lambda} \right) + \text{cste} \right]_0^T$$

$$B_1 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|p_o|^2}{2 r^2 T} \frac{1}{2\omega} \sin \left(2 \omega T + \omega \tau - \frac{4\pi r}{\lambda} \right)$$

B_1 tend vers zéro pour T tendant vers l'infini.

Donc :

$$\mathcal{R}_1 = A_1 + B_1 = \frac{|p_o|^2}{2 r^2} \cos \omega \tau$$

En appliquant le même schéma de calcul pour $\mathcal{R}_2, \mathcal{R}_3, \mathcal{R}_4$ nous obtenons :

$$\mathcal{R}_2 = \frac{|g| |p_o|^2}{2 r r'} \cos \left(\omega \tau + \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{2\pi r}{\lambda} - \Delta \right)$$

$$\mathcal{R}_3 = \frac{|g| |p_o|^2}{2 r r'} \cos \left(\omega \tau - \frac{2\pi r'}{\lambda} - \frac{4\pi \ell}{\lambda} + \frac{2\pi r}{\lambda} + \Delta \right)$$

$$\mathcal{R}_4 = \frac{|g|^2 |p_o|^2}{2 r'^2} \cos \left(\omega \tau - \frac{4\pi \ell}{\lambda} \right)$$

Groupons les termes $\mathcal{R}_2$ et $\mathcal{R}_3$ en appliquant la formule :

$$\cos a + \cos b = 2 \cos \left(\frac{a+b}{2} \right) \cos \left(\frac{a-b}{2} \right)$$

$$\mathcal{R}_2 + \mathcal{R}_3 = \frac{|g| |p_o|^2}{r r'} \cos \left[\omega \tau - \frac{2\pi \ell}{\lambda} \right] \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r' - r + \ell) - \Delta \right]$$

En regroupant tous les termes $\tilde{R}_1, \tilde{R}_2 + \tilde{R}_3, \tilde{R}_4$ nous obtenons le résultat de cette Inter-Corrélation :

$$\tilde{R} = \frac{|p_o|^2}{2r^2} \cos \omega\tau + \frac{|g||p_o|^2}{rr'} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r' - r + \ell) - \Delta \right] \cos \left(\omega\tau - \frac{2\pi\ell}{\lambda} \right) + \frac{|g|^2|p_o|^2}{2r'^2} \cos \left(\omega\tau - \frac{4\pi\ell}{\lambda} \right)$$

avec: $|p_o|$ = module de la pression acoustique directe à 1 m de la source

$|g|$ = module du facteur de réflexion

ω = pulsation de la fréquence de test

τ = retard de l'Inter-Corrélation

λ = longueur d'onde de la fréquence test

r' = distance parcourue par l'onde réfléchie

r = distance parcourue par l'onde directe

2ℓ = $M_1 M_2$ distance des 2 microphones

1.3 - Résolution de l'expression $\tilde{R}$ de l'Inter-Corrélation

Nous avons :

$$\tilde{R} = \frac{|p_o|^2}{2r^2} \cos \omega\tau + \frac{|g||p_o|^2}{rr'} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r' - r + \ell) - \Delta \right] \cos \left(\omega\tau - \frac{2\pi\ell}{\lambda} \right) + \frac{|g|^2|p_o|^2}{2r'^2} \cos \left(\omega\tau - \frac{4\pi\ell}{\lambda} \right)$$

si nous posons $\epsilon = r' - r + \ell$ et $Q = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ nous écrivons :

$$(1) \quad \frac{2\tilde{R}}{|p_o|^2} = \frac{1}{r^2} \cos \omega\tau + \frac{2|g|}{rr'} \cos (Q\epsilon - \Delta) \cos (\omega\tau - Q\ell) + \frac{|g|^2}{r'^2} \cos (\omega\tau - 2Q\ell)$$

Cette expression peut être calculée pour différentes valeurs de τ . Nous écrivons tout d'abord l'expression $\tilde{\mathcal{R}}$ avec des valeurs de τ qui la simplifient. Nous essaierons naturellement $\tau = 0$ et les valeurs de τ qui annulent tour à tour les divers cosinus en $\omega\tau$. Nous trouvons alors :

$$(2) \quad \omega\tau = 0 \rightarrow \frac{2 \tilde{\mathcal{R}}_0}{|p_0|^2} = \frac{1}{r^2} + \frac{2 |g|}{r r'} \cos (Q\varepsilon - \Delta) \cos Q\ell + \frac{|g|^2}{r'^2} \cos 2 Q\ell$$

$$(3) \quad \omega\tau = \frac{\pi}{2} \rightarrow \frac{2 \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2}}}{|p_0|^2} = \frac{2 |g|}{r r'} \cos (Q\varepsilon - \Delta) \sin Q\ell + \frac{|g|^2}{r'^2} \sin 2 Q\ell$$

$$(4) \quad \omega\tau = \frac{\pi}{2} + Q\ell \rightarrow \frac{2 \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + Q\ell}}{|p_0|^2} = - \left(\frac{1}{r^2} - \frac{|g|^2}{r'^2} \right) \sin Q\ell$$

$$(5) \quad \omega\tau = \frac{\pi}{2} + 2 Q\ell \rightarrow \frac{2 \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + 2 Q\ell}}{|p_0|^2} = - \frac{1}{r^2} \sin 2 Q\ell - \frac{2 |g|}{r r'} \cos (Q\varepsilon - \Delta) \sin Q\ell$$

I.4 - Vérification expérimentale de l'Inter-Corrélation

L'élimination de $\cos (Q\varepsilon - \Delta)$ entre les équations (3) et (5) donne une équation en $-\left(\frac{1}{r^2} - \frac{|g|^2}{r'^2}\right)$. Cela nous donne l'idée de vérifier expérimentalement l'expression obtenue en rapprochant (3), (4) et (5) :

$$\frac{\tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + Q\ell}}{\sin Q\ell} = \frac{\tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2}} + \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + 2 Q\ell}}{\sin 2 Q\ell} \text{ ou encore car } \sin 2 Q\ell = 2 \sin Q\ell \cos Q\ell$$

$$(6) \quad 2 \cos Q\ell \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + Q\ell} = \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2}} + \tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + 2 Q\ell}$$

Une autre vérification expérimentale est que $\tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2}}$, $\tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + Q\ell}$ et $\tilde{\mathcal{R}}_{\frac{\pi}{2} + 2 Q\ell}$ s'annulent pour $2\ell = \lambda$ car alors $\sin Q\ell = \sin 2 Q\ell = 0$.

I.5 - Recherche du coefficient d'absorption α et du déphasage à la réflexion Δ .

Nous résolvons le problème pratique, sans chercher de solutions compliquées en remarquant qu'il n'y a en fait que deux inconnues $|g|$ et Δ . En effet,

la pression incidente à 1 m, $|p_o|$, peut être connue par mesure dans l'espace sans écho en enlevant le plan réfléchissant du matériau à tester. Dans ces conditions la seule équation (4) donne :

$$|g|^2 = \left(\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + Q \ell}{|p_o|^2} + \frac{1}{r^2} \sin Q \ell \right) \frac{r'^2}{\sin Q \ell}$$

et par conséquent α car :

$$\alpha = 1 - |g|^2 = 1 - r'^2 \left[\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + Q \ell}{|p_o|^2 \sin Q \ell} + \frac{1}{r^2} \right]$$

Calcul de Δ

Δ apparaît soit dans $\tilde{R}_o, \tilde{R} \frac{\pi}{2}$ ou $\tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell$. Si nous le calculons à partir de l'équation (5) par exemple nous obtenons :

$$\frac{2 |g|}{r r'} \cos (Q \epsilon - \Delta) \sin Q \ell = - \frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|p_o|^2} - \frac{1}{r^2} \sin 2 Q \ell$$

et encore

$$\cos (Q \epsilon - \Delta) = - \frac{r r'}{2 |g| \sin Q \ell} \left[\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|p_o|^2} + \frac{1}{r^2} \sin 2 Q \ell \right]$$

ou encore

$$Q \epsilon - \Delta = \arccos \left[- \frac{r r'}{2 |g| \sin Q \ell} \left(\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|p_o|^2} + \frac{1}{r^2} \sin 2 Q \ell \right) \right]$$

et finalement après simplification :

$$\Delta = Q \epsilon - \arccos \left[\frac{-r}{2 \sin Q \ell \sqrt{\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + Q \ell}{|p_o|^2 \sin Q \ell} + \frac{1}{r^2}}} \left(\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|p_o|^2} - \frac{1}{r^2} \sin 2 Q \ell \right) \right]$$

I.6 - Cas particuliers

Dans un souci de simplification des résultats du paragraphe précédent nous pouvons considérer des valeurs particulières pour la distance $M_1 M_2 = 2 \ell$, ces valeurs nous étant données en considérant les fonctions sinusoïdales en $Q \ell$ et $2 Q \ell$

En effet, lorsque $Q\ell = \pm \frac{\pi}{2}$ les équations 2, 3, 4, 5 donnent des résultats particuliers intéressants.

Ainsi, $Q\ell$ étant égal à $\frac{\pi}{2}$ donc ℓ à $\lambda/4$ les équations (2) et (3) puis (4) et (5) nous donnent :

$$\tau = 0 \rightarrow \alpha = 1 + \frac{2 r'^2 \mathcal{R}_0}{|p_0|^2} - \left(\frac{r'}{r}\right)^2$$

$$\tau = \frac{1}{4f} \rightarrow \Delta = Q \varepsilon - \arccos \left(\frac{r r' \mathcal{R} \frac{\pi}{2}}{|g| |p_0|^2} \right)$$

et

$$\tau = \frac{1}{2f} \rightarrow \alpha = 1 - \frac{2 r'^2 \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + Q \ell}{|p_0|^2} - \left(\frac{r'}{r}\right)^2$$

$$\tau = \frac{3}{4f} \rightarrow \Delta = Q \varepsilon - \arccos \left(- \frac{r r' \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|g| |p_0|^2} \right)$$

Maintenant si on prend $Q\ell$ égal à $-\frac{\pi}{2}$ donc ℓ à $\frac{3\lambda}{4}$ les mêmes équations nous donnent :

$$\tau = 0 \rightarrow \alpha = 1 + \frac{2 r'^2 \mathcal{R}_0}{|p_0|^2} - \left(\frac{r'}{r}\right)^2$$

$$\tau = \frac{1}{4f} \rightarrow \Delta = Q \varepsilon - \arccos \left(- \frac{r r' \mathcal{R} \frac{\pi}{2}}{|g| |p_0|^2} \right)$$

et

$$\tau = \frac{1}{f} \rightarrow \alpha = 1 + \frac{2 r'^2 \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + Q \ell}{|p_0|^2} - \left(\frac{r'}{r}\right)^2$$

$$\tau = \frac{7}{4f} \rightarrow \Delta = Q \varepsilon - \arccos \left(\frac{r r' \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q \ell}{|g| |p_0|^2} \right)$$

De ces résultats tous semblables aux signes près nous pouvons conserver le premier par exemple avec $\ell = \lambda/4$ et en prenant un retard nul puis égal à $1/4f$ nous obtenons les résultats souhaités c'est-à-dire :

$$\tau = 0 \rightarrow \mathcal{R}_0 \rightarrow |g|^2 = r'^2 \left[- \frac{2 \mathcal{R}_0}{|p_0|^2} + \frac{1}{r^2} \right]$$

d'où

$$\alpha = 1 - |g|^2$$

puis pour :

$$\tau = \frac{1}{4f} \rightarrow \mathcal{R} \frac{\pi}{2} \rightarrow \Delta = Q \epsilon - \arccos \left[\frac{rr' \mathcal{R} \frac{\pi}{2}}{|g| |p_o|^2} \right]$$

1.7 - Valeurs de α et Z en fonction des grandeurs mesurées

Compte tenu de ce que nous venons de voir nous pouvons écrire α et Z sous les formes définitives suivantes :

$$\frac{\alpha}{100} = 1 - |g|^2$$

et

$$Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \times \frac{1 + |g| e^{j\Delta}}{1 - |g| e^{j\Delta}}$$

avec dans :

Cas général :

$$|g| = r' \sqrt{\frac{2 \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + Q\ell}{|p_o|^2 \sin Q\ell} + \frac{1}{r^2}}$$

$$\text{et } \Delta = Q\epsilon - \arccos \left[\frac{-r \left(\frac{2 \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + 2Q\ell}{|p_o|^2} - \frac{1}{r^2} \sin 2 Q\ell \right)}{2 \sin Q\ell \sqrt{\frac{2 \mathcal{R} \frac{\pi}{2} + Q\ell}{|p_o|^2 \sin Q\ell} + \frac{1}{r^2}}} \right]$$

$$\text{avec } r = \sqrt{(2a \sin i)^2 + \ell^2}$$

$$r' = 2a \cos i - \ell$$

$$\epsilon = r' - r + \ell \quad \text{et} \quad Q = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

Les grandeurs imposées par le test étant : a , i , ρ_o , c , λ et ℓ
les grandeurs à mesurer : $\mathcal{R} \frac{\pi}{2} + Q\ell$, $\mathcal{R} \frac{\pi}{2} + 2Q\ell$ et $|p_o|$.

Cas particulier pour $\ell = \lambda/4$

$$|g| = r' \sqrt{-\frac{2\tilde{R}_0}{|p_0|^2} + \frac{1}{r^2}}$$

et

$$\Delta = Q\varepsilon - \arccos \left[\frac{r \tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}}{|p_0|^2 \sqrt{-\frac{2\tilde{R}_0}{|p_0|^2} + \frac{1}{r^2}}} \right]$$

Les grandeurs imposées par le test étant : a, i, c_0, c, λ et $\ell = \lambda/4$
 et les grandeurs à mesurer : $\tilde{R}_0$ à $\tau = 0$, $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}$ à $\tau = \frac{1}{4f}$ et $|p_0|$.

I.8 - Allure générale des courbes d'Inter-Corrélation

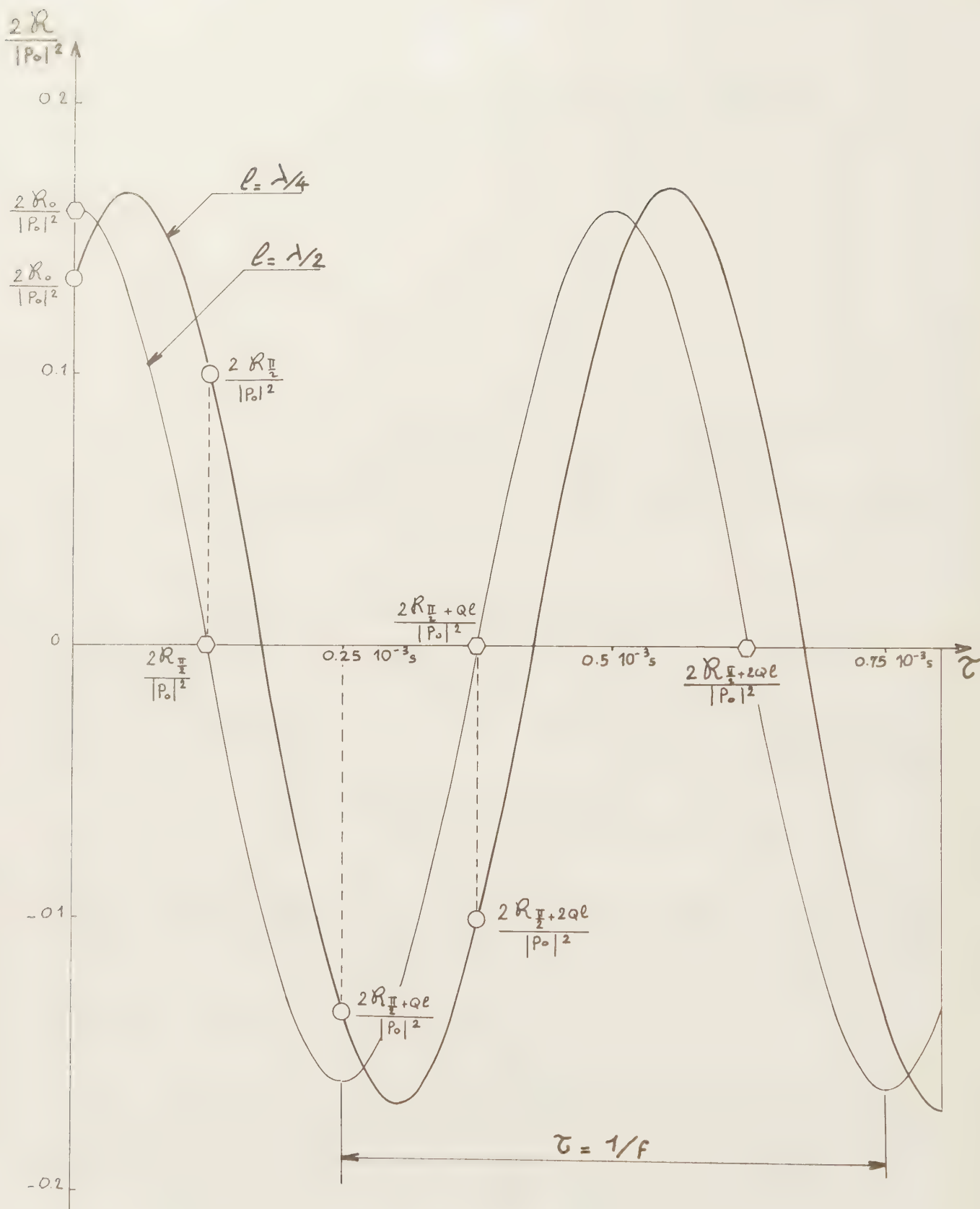
Nous avons tracé les courbes $\frac{2\tilde{R}}{|p_0|^2}$, pour une fréquence de 2000 Hz
 et des " ℓ " différents en utilisant $\alpha = 85\%$, $|g| = 0,39$ et $\Delta = -32^\circ$ pour une incidence de $i = 40^\circ$.

Rappelons que :

$$\frac{2\tilde{R}}{|p_0|^2} = \frac{1}{r^2} \cos \omega\tau + \frac{2|g|}{r r'} \cos (Q\varepsilon - \Delta) \cos (\omega\tau - Q\ell) + \frac{|g|^2}{r'^2} \cos (\omega\tau - 2 Q\ell)$$

Sur le graphique suivant :

- * nous pouvons remarquer que pour $\ell = \lambda/4$, $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}$ et $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + 2 Q\ell$ sont égaux et de sens opposés ce qui confirme bien, puisque $\cos Q\ell = 0$ dans ce cas, que $2 \cos Q\ell \times (\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + Q\ell) = (\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}) + (\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + 2 Q\ell)$.
- * lorsque $\ell = \lambda/2$, $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}$, $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + Q\ell$ et $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + 2 Q\ell$ sont nuls.



METHODE DE L'INTER-CORRELATION

Figure 11

Exemple de corrélogramme

Fréquence de test 2000 Hz

Incidence $i=40^\circ$

$\alpha\%=85\%$

$\Delta^\circ=-32^\circ$

I.9 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z

* Erreur sur $|g|$. Après calcul nous obtenons :

$$\Delta |g| = | [K_1 \cos i - K_2 \sin i] \Delta a + | a [K_1 \sin i - K_2 \cos i] \Delta i + | K_1 K_3 \Delta \ell + | K_4 \Delta \mathcal{R}_o + | 2 \mathcal{R}_o K_{4/p_o} \Delta p_o$$

sachant que :

$$\begin{aligned} u_1 &= (2a \sin i)^2 + \ell^2 & K_2 &= 4a v_1 \sin i / K_1 u_1^2 \\ v_1 &= \frac{2a \cos i - \ell}{p_o} & K_3 &= 2 \ell v_1 / K_1 u_1^2 \\ K_1 &= \sqrt{-\frac{2 \mathcal{R}_o}{p_o^2} + \frac{1}{u_1}} & K_4 &= v_1 / K_1 p_o^2 \end{aligned}$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence en % des diverses erreurs sur l'erreur totale $\Delta |g|$.

Tableau 7

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	% DE $\Delta g $
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	10,6 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	24,2 %
$\ell = 0,085 \text{ m}$	$\Delta \ell = 0,005 \text{ m}$	0,6 %
$\mathcal{R}_o = 3,15^*$	$\Delta \mathcal{R}_o = 0,05$	36,1 %
$p_o = 6,6^*$	$\Delta p_o = 0,05$	28,5 %

* Les valeurs de $\mathcal{R}_o$ et p_o sont des tensions proportionnelles au carré des pressions pour $\mathcal{R}_o$ et au pression pour p_o .

* Erreur sur Δ . Après calcul nous obtenons :

$$\Delta\Delta = |K_8| [K_6 K_5 \sin i + 2K_1 (\cos i - K_7 \sin i)] | \Delta a + | K_8 [K_6 K_5 a \cos i - 2a K_1 \sin i - K_7 \cos i] | \Delta i + \left| \frac{K_8}{\sqrt{v}} \left(\frac{K_4 K_5}{\sqrt{v}} - K_1 \right) \right| \Delta \ell + |K_8 K_2 / f| \Delta f + |K_8 K_2 / c| \Delta c + K_8 K_4 / (K_3 p_o)^2 | \Delta R_o + |K_8 K_4 / R \frac{\pi}{2} | \Delta R \frac{\pi}{2} + \left| \frac{2K_8 K_4}{p_o} \left(1 + \frac{R_o}{(K_3 p_o)^2} \right) \right| \Delta p_o$$

avec :

$$u = 2a \cos i - \ell$$

$$v = (2a \sin i)^2 + \ell^2$$

$$\epsilon = u - \sqrt{v} + \ell$$

$$K_1 = \frac{360 f}{c} \sin (Q\epsilon - \Delta)$$

$$K_2 = K_1 \frac{\epsilon}{1 - \frac{2R_o}{\sqrt{v}}}$$

$$K_3 = \frac{1}{\frac{2R_o}{\sqrt{v}} + \frac{1}{v}}$$

$$K_4 = \frac{\pi}{2} \sqrt{v} / K_3 p_o^2$$

$$K_5 = 1 + \frac{1}{v K_3^2}$$

$$K_6 = 4 K_4 a \sin i / v$$

$$K_7 = 2a \sin i / \sqrt{v}$$

$$K_8 = 1 / \sin (Q\epsilon - \Delta)$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence en % des diverses erreurs sur l'erreur totale $\Delta\Delta$:

Tableau 8

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	% DE $\Delta\Delta$
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	13,7 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	16,7 %
$\ell = 0,085 \text{ m}$	$\Delta \ell = 0,005$	0,2 %
$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	0,7 %
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	4,3 %
$R_o = 3,15$	$\Delta R_o = 0,05$	24,9 %
$R \frac{\pi}{2} = 1,3$	$\Delta R \frac{\pi}{2} = 0,05$	13,7 %
$p_o = 6,6$	$\Delta p_o = 0,05$	25,8 %

* Erreurs sur le coefficient α et sur les parties réelle R et imaginaire I de $\frac{Z_2}{Z_1}$.

$$\alpha = \left| \frac{Z_2}{Z_1} \right| \cdot \Delta \quad \text{et} \quad \Delta = \left| \frac{Z_3}{Z_1} \right| \cdot \Delta \quad \text{et} \quad \Delta I = \left| \frac{Z_3}{Z_1} \right| \cdot \Delta \quad \text{et} \quad \Delta R = \left| \frac{Z_3}{Z_1} \right| \cdot \Delta$$

avec :

$$K_1 = 1 + |g|^2 - 2 |g| \cos \Delta$$

$$K_2 = (1 + |g|^2) \cos \Delta - 2 |g|$$

$$K_3 = 2 |g| (1 - |g|^2) \sin \Delta$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence de $\Delta |g|$ et $\Delta \Delta$ sur ΔR , ΔI et $\Delta \alpha$.

Tableau 9

	$ g $ influe à	$\Delta \Delta$ influe à
$\Delta \alpha$ sur	63,1 %	26,9 %
ΔI sur	88,1 %	11,9 %
ΔR sur	100 %	

- Chapitre II -

Vérification expérimentale de la théorie et de la mise en oeuvre de l'Inter-Corrélation appliquée à la technique du doublet microphonique.

II.1 - Vérification de la théorie de l'Inter-Corrélation

II.1.1 - Présentation

Cette manipulation, pour $i = 40^\circ$, nous permet de vérifier quelques relations de l'Inter-Corrélation pour un retard τ donné. C'est ainsi que nous pouvons vérifier :

* Premièrement que : $2 \cos Q \ell \times \tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + Q \ell = \tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + \tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + 2 Q \ell$

* Deuxièmement que : $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}}$, $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + Q \ell$ et $\tilde{R}_{\frac{\pi}{2}} + 2 Q \ell$ sont égales à zéro pour $\ell = \lambda/2$

II.1.2 - Schéma de mesure

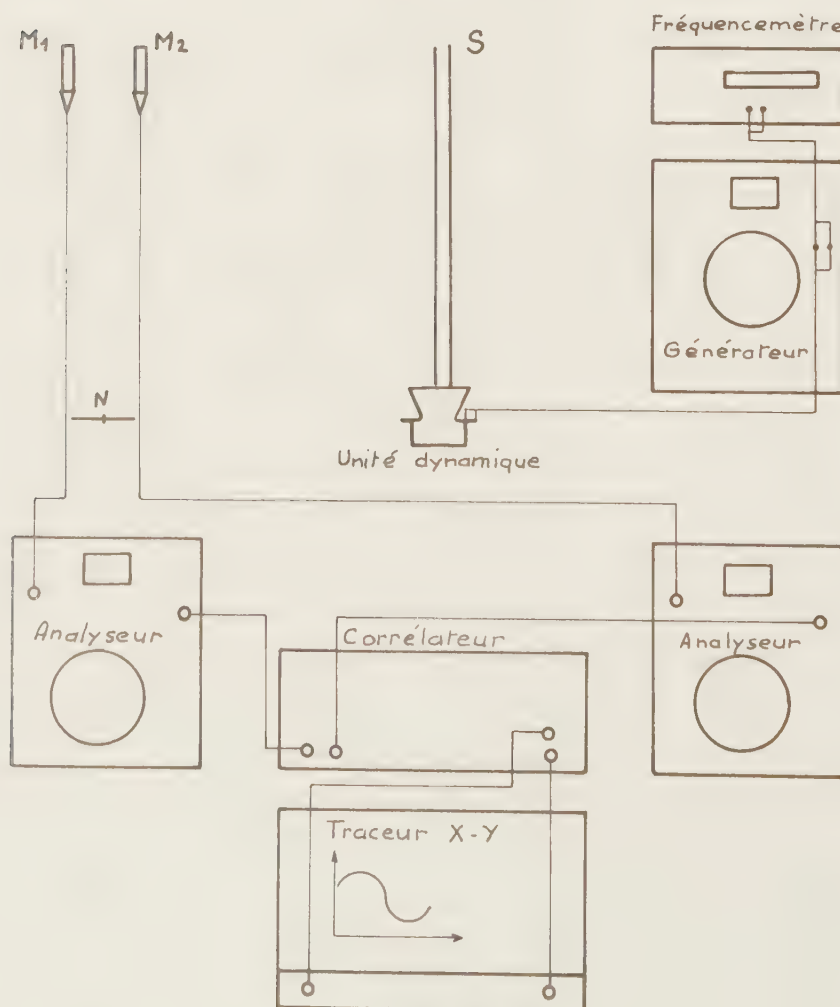


Figure 12

Tableau 11

* Les temps τ sont en μ s.

II.2 - Mesure expérimentale du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z par la méthode de l'Inter-Corrélation appliquée à la méthode du doublet microphonique.

II.2.1 - Présentation

Dans cette manipulation, le doublet microphonique a donc repris ses propriétés de la première partie de notre exposé. Pour une incidence i donnée nous cherchons à connaître $|g|$ et Δ et par conséquent α et Z en fonction de la fréquence. Mais cette fois, au lieu de régler la distance $M_1 M_2$ en fonction de la fréquence, nous nous la fixons pour une certaine plage de fréquences ce qui simplifie la manipulation. Nous faisons ensuite varier artificiellement cette distance en introduisant un retard τ entre les pressions sonores des deux microphones, ce retard τ étant égal à $\frac{1}{4f} + \frac{\ell}{c}$ puis $\frac{1}{4f} + \frac{2\ell}{c}$ ou 0 et $\frac{1}{4f}$ dans le cas des résultats simplifiés.

Donc ayant choisi la fréquence, l'incidence de test et la distance 2ℓ des deux microphones, on enregistre sur un traceur par exemple la courbe de corrélation $\tilde{R} = f(\tau)$ et ensuite pour les τ qui nous intéressent on relève les valeurs de $\tilde{R}$ correspondantes. On applique ensuite les formules donnant $|g|$ et Δ et on reporte les résultats dans α et Z .

Dans le cas général nous utilisons :

$$|g|^2 = r^2 \left[\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + Q\ell}{|p_o|^2 \sin Q\ell} + \frac{1}{r^2} \right]$$

$$\text{et } \Delta = Q\ell - \arccos \left[\frac{-r \left(\frac{2 \tilde{R} \frac{\pi}{2} + 2 Q\ell}{|p_o|^2} - \frac{\sin 2 Q\ell}{r^2} \right)}{2 \sin Q\ell \sqrt{\frac{2 \frac{\pi}{2} + Q\ell}{|p_o|^2 \sin Q\ell} + \frac{1}{r^2}}} \right]$$

et dans le cas particulier où $\ell = \lambda/4$

$$|g|^2 = r^2 \left[\frac{-2 \tilde{R}_o}{|p_o|^2} + \frac{1}{r^2} \right]$$

$$\text{et } \Delta = Q \varepsilon - \arccos \left[\frac{r \tilde{R} \frac{\pi}{2}}{|p_o|^2 \sqrt{\frac{-2 \tilde{R}_o}{|p_o|^2} + \frac{1}{r^2}}} \right]$$

Nous portons ensuite $|g|$ et Δ dans :

$$\alpha = 1 - |g|^2$$

$$\text{et } Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \times \frac{1 + |g| e^{j\Delta}}{1 - |g| e^{j\Delta}}$$

11.2.2 - Résultats

Nous comparons les résultats de l'inter-corrélation à ceux obtenus avec la méthode du doublet simple pour une incidence de 40° . Nous obtenons :

Tableaux 12.13 → 2 Tableaux comparant $|g|$, Δ , α , R et I

Figure 13 → 2 graphes comparant les α %

Figure 14 → 2 graphes comparant les Δ°

Photo 3

Appareillage de mesure
dans la méthode d'Inter
Corrélation



Méthode de l'Inter-Corrélation pour $i = 40^\circ$

Tableau 12

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	8
P_0	^{0.05} 2	^{0.05} 4,9	^{0.05} 6,6	^{0.05} 10,5	^{0.05} 7,8	^{0.05} 5,5
K_0	^{0.05} - 0,13	^{0.05} + 1,35	^{0.05} + 3,15	^{0.05} + 8,1	^{0.05} + 4,5	^{0.05} + 2,1
$K_{\frac{\pi}{2}}$	^{0.05} - 0,17	^{0.05} + 0,5	^{0.05} - 1,3	^{0.05} + 2,2	^{0.05} + 0,7	^{0.05} + 1
$ g $	^{0.095} 1,26	^{0.068} 0,565	^{0.130} 0,24	^{0.112} 0,198	^{0.16} 0,176	^{0.115} 0,34
Δ°	^{2,5} + 20°	⁴ - 28°	¹⁰ - 37°	¹⁴ + 2°	²⁸ - 18°	⁵⁶ - 185°
$\alpha_r \%$	²⁴ 0 %	⁸ 68 %	⁶ 94 %	^{4,5} 96 %	^{5,5} 97 %	⁸ 88,5 %
R		^{0.133} 2,118	^{0.291} 1,398	^{0.423} 1,493	^{0.640} 1,392	^{0.237} 0,493
I		^{0.46} - 1,65	^{0.44} - 0,428	^{0.192} 0,0215	^{0.448} - 0,156	^{0.383} 0,033

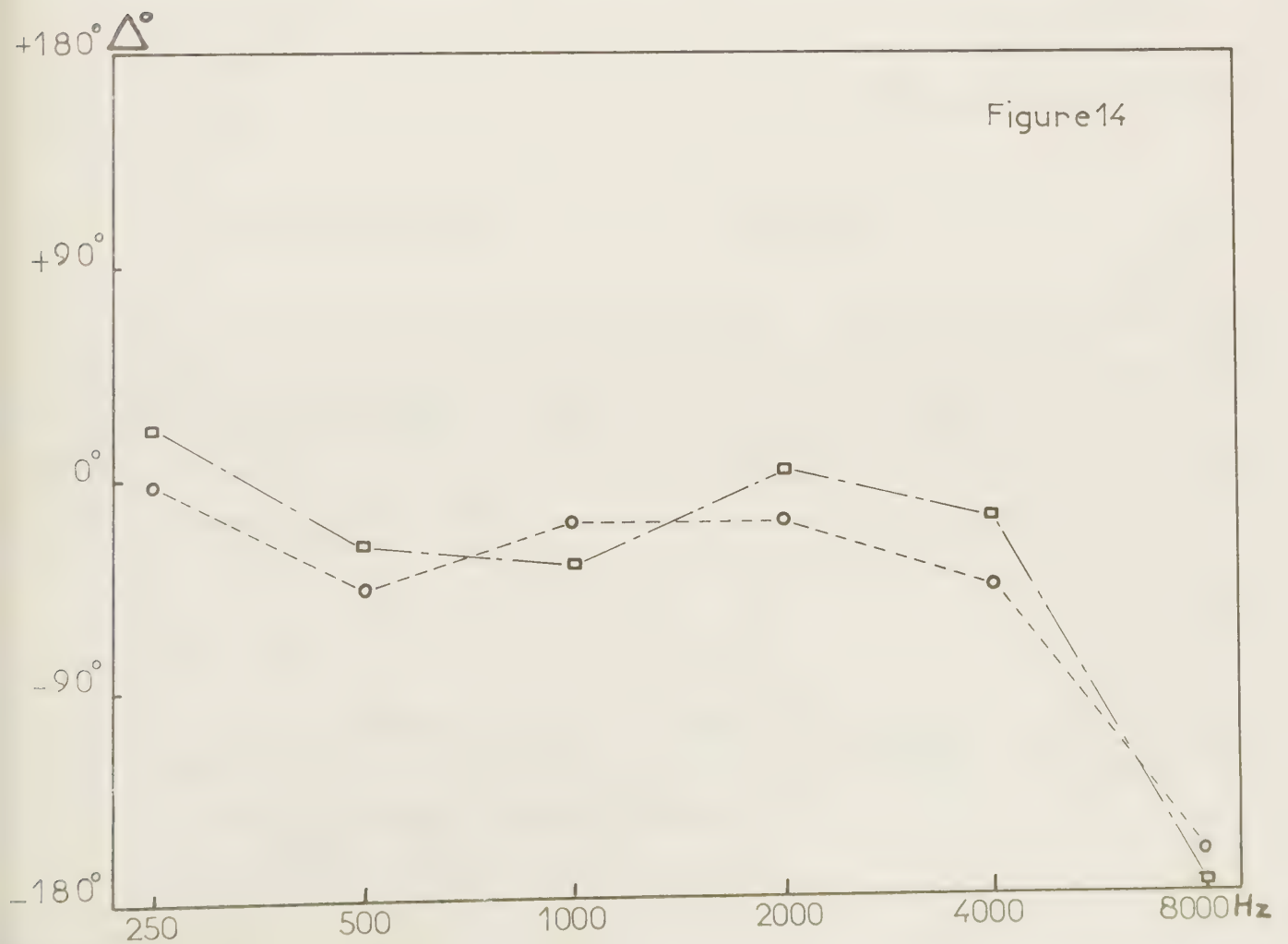
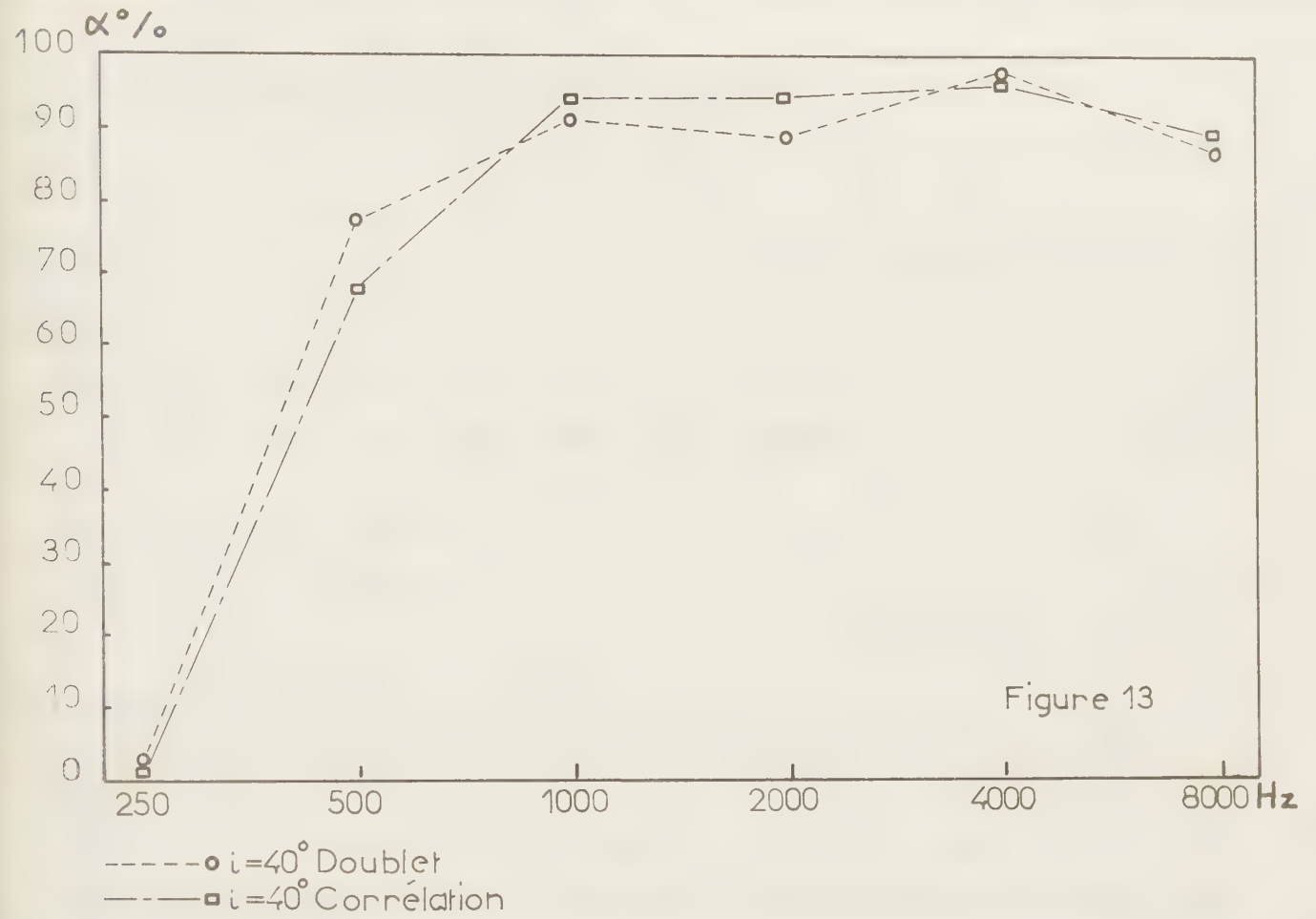
Méthode du doublet pour $i = 40^\circ$

Tableau 13

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	8
$ g $	^{0.104} 1,25	^{0.062} 0,474	^{0.053} 0,283	^{0.055} 0,337	^{0.047} 0,158	^{0.056} 0,358
Δ°	^{8,5} - 1°	¹¹ - 48°	¹⁵ - 20°	²³ - 19°	⁴¹ - 47°	⁶³ - 162°
$\alpha_r \%$	²⁶ 0 %	⁶ 77,5 %	³ 92 %	⁴ 89 %	^{1,5} 97,5 %	⁴ 87 %
R	^{0.724} - 2,676	^{0.314} 1,313	^{0.35} 1,678	^{0.606} 1,861	^{0.295} 1,205	^{0.797} 1,640
I	^{0.911} 3,925	^{0.294} - 1,193	^{0.298} - 0,353	^{0.434} - 0,461	^{0.134} - 0,286	^{0.358} - 0,307

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

COMPARAISON METHODE D'INTER-CORRELATION—METHODE DU DOUBLET



II.2.3 - Avantages et inconvénients de la méthode de l'Inter-Corrélation appliquée à la théorie du doublet microphonique.

- Avantages

→ Inutile de régler pour chaque fréquence de test la distance $M_1 M_2$ à $\lambda/2$. Nous pouvons par exemple en choisir une pour les fréquences situées autour des centres des bandes d'octave 250 Hz, 500, 1000, 2000, 4000 et 8000 Hz.

→ Toutes les mesures se font à l'extérieur de la Chambre Sourde.

- Inconvénients

→ Méthode assez lourde immobilisant un appareillage nombreux et coûteux avec de plus des calculs importants qu'il faut résoudre à l'aide d'un calculateur scientifique.

→ Il faut mesurer la pression incidente p_0 à 1 m de la source pour chaque fréquence de test.

→ Montage mécanique assez complexe.

II.2.4 - Conclusions

Bien que cette méthode permette d'obtenir les valeurs recherchées d'une façon originale, elle ne nous satisfait pas tout-à-fait dans la mesure ou elle ne simplifie pas la méthode du doublet microphonique pure alors que c'était le but recherché. Aussi, nous avons continué nos recherches en abordant le problème sous un autre aspect qui est celui des surfaces isophases et qui fait l'objet de la 3ème partie de notre travail.

TROISIEME PARTIE

Mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance Z des matériaux acoustiques, sous incidence oblique, par la méthode des surfaces Isophases.

- Chapitre I -

Etudes des Surfaces Isophases

I.1 - Présentation

Dans cette troisième partie et par analogie avec les ondes stationnaires du tube de Kundt, nous avons étudié une nouvelle méthode pour la mesure du coefficient d'absorption des matériaux acoustiques sous incidence oblique. C'est ainsi que nous avons cherché à connaître la disposition dans l'espace des surfaces d'égal déphasage entre le rayonnement émis directement par la source et celui réfléchi par l'échantillon. Ce sont en fait des franges d'interférence présentant des maxima et des minima de pression acoustique. Donc avant de rechercher le coefficient d'absorption en passant de ce que nous appellerons des isophases à pression maximale à des isophases à pression minimale, nous nous proposons d'étudier ces surfaces d'égale phase.

I.2 - Mise en équation des Surfaces isophases

Soit M un point d'une surface isophase, SM la longueur du chemin de l'onde directe arrivant en M et S'M la longueur du chemin de l'onde réfléchie par l'échantillon. Nous avons, si p_0 est la pression à distance unité, $|g|$ le module du facteur de réflexion et Δ le déphasage à la réflexion :

$$\begin{aligned} S M &\longrightarrow \frac{p_0}{SM} e^{j\omega \left(t - \frac{SM}{c}\right)} \\ S'M &\longrightarrow |g| \frac{p_0}{S'M} e^{j\left[\omega \left(t - \frac{S'M}{c}\right) + \Delta\right]} \end{aligned}$$

Sur les surfaces isophases la différence de phase entre l'onde incidente directe et l'onde réfléchie par l'échantillon est constante. Nous pouvons donc écrire pour une surface isophase quelconque :

$$\omega \left(t - \frac{SM}{c}\right) - \left[\omega \left(t - \frac{S'M}{c}\right) + \Delta\right] = \text{Cste} \pm 2 k\pi$$

Pour les surfaces isophases à pression maximale l'expression devient :

$\omega \left(t - \frac{SM}{c} \right) - \left[\omega \left(t - \frac{S'M}{c} \right) + \Delta \right] = \pm 2 k \pi$ les deux ondes étant en phase en M.

Et pour les surfaces isophases à pression minimale on obtient :

$\omega \left(t - \frac{SM}{c} \right) - \left[\omega \left(t - \frac{S'M}{c} \right) + \Delta \right] = \pm \pi \pm 2k\pi$ les deux ondes étant en opposition de phase.

Etudions les surfaces isophases à pression minimale qui sont les plus facilement détectables. Si M est un point de cette surface les quantités p_{SM} et $p_{S'M}$ sont en opposition de phase donc :

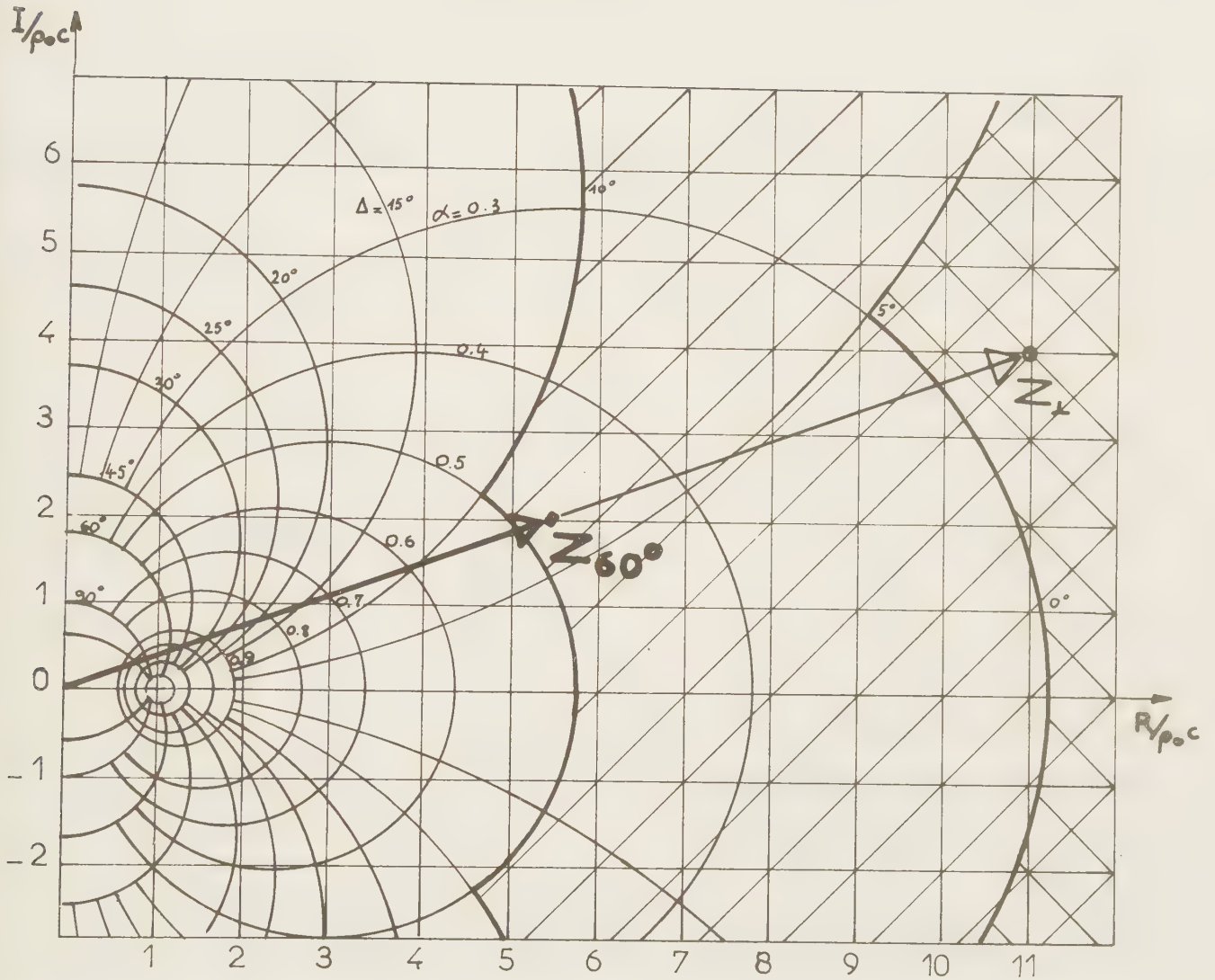
$\omega \left(t - \frac{SM}{c} \right) - \left[\omega \left(t - \frac{S'M}{c} \right) + \Delta \right] = \pm \pi \pm 2k\pi$ expression que l'on peut mettre sous la forme $S'M - SM = \lambda \left[+\frac{\Delta}{2\pi} \pm \frac{1}{2} \pm k \right]$ avec k entier quelconque.

Considérons maintenant la valeur de Δ . Nous avons utilisé pour l'étude des surfaces isophases un matériau très réfléchissant constitué d'une tôle d'acier collée et boulonnée sur un panneau d'aggloméré le tout fixé rigidement sur des supports. Nous obtenons donc ainsi un coefficient d'absorption et un déphasage voisin de zéro.

Si nous étudions l'abaque donnant dans le plan R, I les valeurs de α et Δ et si nous nous situons dans un cas très défavorable en incidence normale, c'est-à-dire $\alpha \% \leq 30 \%$ et $|\Delta| \leq 5^\circ$ nous pouvons délimiter sur cet abaque une aire dans laquelle se situe l'extrémité du vecteur représentant l'impédance acoustique Z_1 .

Pour une incidence maximale étudiée de 60° , cette aire est augmentée et nous en déterminons les limites à partir de l'hypothèse émise dans l'introduction $Z_1 = Z_0 \cos i$. Pour 60° les bornes deviennent $\alpha \% \leq 50 \%$ et $|\Delta| \leq 10^\circ$. Nous voyons donc que pour ces conditions extrêmes, la valeur de déphasage à la réflexion varie de 5° seulement, ce qui est très peu. Nous admettrons donc que pour un matériau peu absorbant le déphasage à la réflexion reste constant quelle que soit l'incidence $i \leq 60^\circ$.

Figure 15

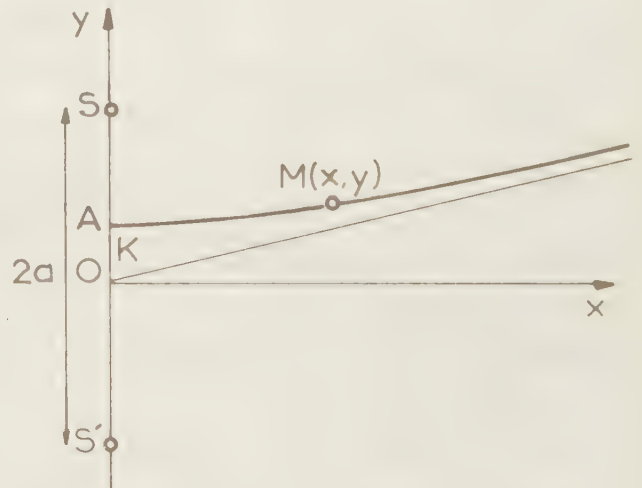


ABAQUE DES IMPEDANCES—Mise en évidence pour $i \leq 60^\circ$ de la faible variation du déphasage à la réflexion Δ° en présence d'un matériau très réfléchissant.

Revenons à la différence des chemins parcourus par l'onde directe et par l'onde réfléchie $S'M - SM$. Sachant que Δ peut être positif ou négatif, compte tenu de ce que nous venons de voir et que physiquement $S'M - SM$ est constant et positif ce qui conduit à l'écriture de la relation précédente sous la forme $S'M - SM = \lambda \left(+ \frac{\Delta}{2\pi} - \frac{1}{2} + k \right)$ avec $k = 1, 2, 3 \dots$. Donc pour une fréquence de test choisie $S'M - SM = \text{Constante}$. Le lieu des points M est donc une succession d'hyperboloïdes de foyers S et S' dans l'espace et donc l'hyperbole dans le plan de mesure passant par S et S' extrémités réelles et fictives de la source S et de son image S' par rapport au plan de réflexion de l'échantillon.

Soit $2a$ la distance de la source S à son image S',
 $2K$ la constante et x, y les coordonnées de M. Nous avons :

$$\begin{aligned}
 S'M - SM &= 2K \\
 \sqrt{(a+y)^2 + x^2} - \sqrt{(a-y)^2 + x^2} &= 2K \\
 (a+y)^2 + x^2 + (a-y)^2 + x^2 - 2\sqrt{(-)}\sqrt{(+)} &= 4K^2 \\
 (a+y)^2 + 2x^2 + (a-y)^2 - 4K^2 &= 2\sqrt{(-)}\sqrt{(+)} \\
 2a^2 + 2y^2 + 2x^2 - 4K^2 &= 2\sqrt{(-)}\sqrt{(+)} \\
 a^2 + y^2 + x^2 - 2K^2 &= \sqrt{(-)}\sqrt{(+)} \\
 a^4 + y^4 + x^4 + 4K^4 + 2a^2y^2 + 2a^2x^2 - 4a^2K^2 + 2y^2x^2 - 4y^2K^2 - 4K^2x^2 \\
 &= [(a+y)^2 + x^2] [(a-y)^2 + x^2] \\
 &= (a^2 + 2ay + y^2 + x^2) (a^2 - 2ay + y^2 + x^2) \\
 &= a^4 - 2a^3y + a^2y^2 + a^2x^2 + 2a^3y - 4a^2y^2 + 2ay^3 + 2ayx^2 + a^2y^2 - 2ay^3 + y^4 \\
 &\quad + y^2x^2 + a^2x^2 - 2ax^2y + x^2y^2 + x^4
 \end{aligned}$$



En simplifiant les deux membres et en passant tous les termes dans le premier :

$$4a^2y^2 + 4K^4 - 4a^2K^2 - 4y^2K^2 - 4x^2K^2 = 0$$

$$(a^2 - K^2)y^2 - (a^2 - K^2)K^2 - K^2x^2 = 0$$

$$\frac{(y^2 - K^2)(a^2 - K^2)}{K^2x^2} = 1$$

ou

$$\frac{y^2}{K^2} - \frac{x^2}{a^2 - K^2} = 1$$

Pente de l'asymptote

$$p = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{y}{x}$$

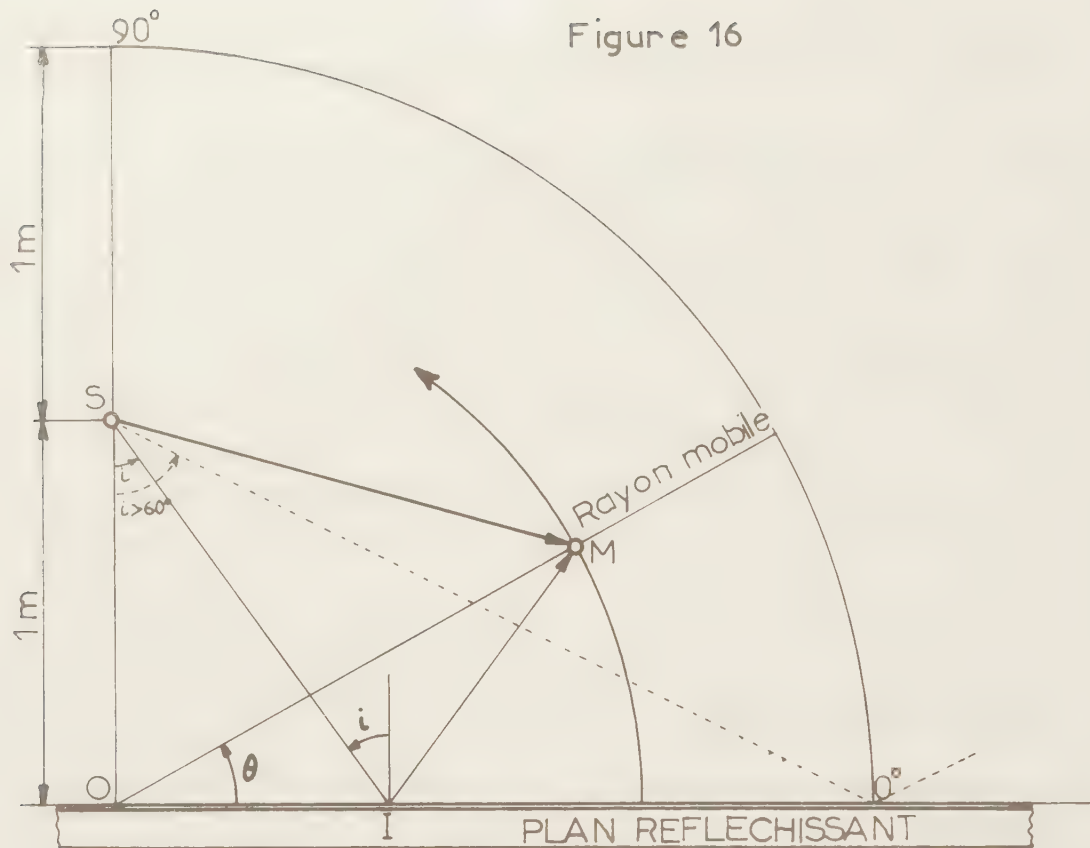
$$y = K \sqrt{1 + \frac{x^2}{a^2 - K^2}}$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{y}{x} = \lim_{x \rightarrow \infty} K \sqrt{\frac{1}{x^2} + \frac{1}{a^2 - K^2}} = \frac{K}{\sqrt{a^2 - K^2}}$$

I.3 - Vérification expérimentale des Surfaces isophases

I.3.1 - Présentation de la manipulation

Dans cette manipulation, nous nous sommes attachés à déterminer les traces dans le plan de mesure des surfaces isophases où la pression acoustique est minimale. Pour que ces lignes isophases à pression acoustique minimale soient encore plus facilement localisables, nous avons pris, comme plan de réflexion du matériau acoustique, une tôle d'acier très rigidifiée dont le coefficient d'absorption $\alpha \%$ est très faible. La source S était située à 1 m du plan réfléchissant pour vérifier la théorie avec un angle d'incidence i d'au moins 60° , le plan réfléchissant faisant lui-même 2m de longueur.

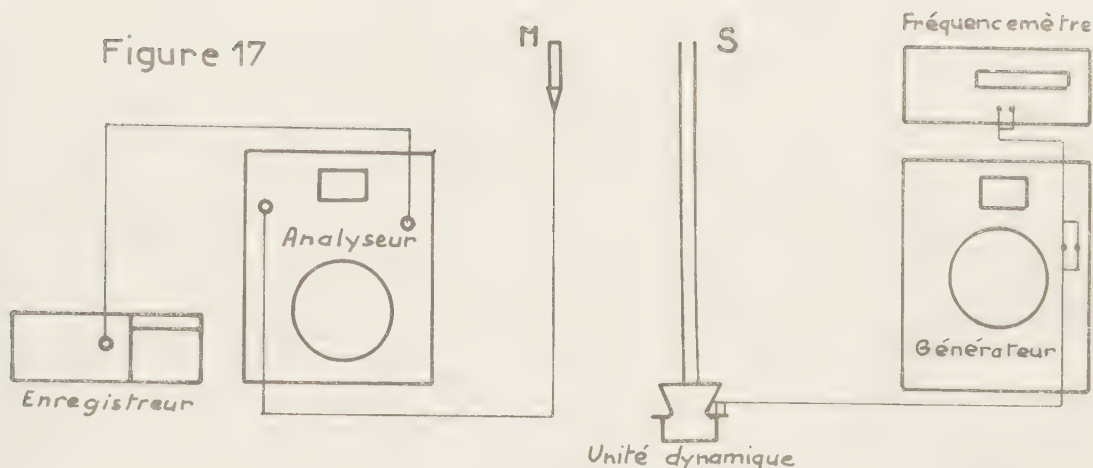


Le rayon mobile OR se déplace à vitesse constante de 0° à 90° . Pour chaque rotation du rayon mobile, le microphone M était dans une position déterminée variant de 0,20 m à 2,00 m tous les 0,10 m, on relève la courbe de pression acoustique, sur le quart de cercle ainsi décrit, à l'aide d'un enregistreur. Avec une échelle appropriée on localise les minima de pression acoustique détectés.

Nous avons effectué cette manipulation pour quatre fréquences : 500 Hz, 1000 Hz, 2000 Hz et 4000 Hz.

1.3.2 - Schéma d'enregistrement

Figure 17



Le signal sinusoïdal est transmis par un générateur et envoyé à la Source Sonore S. La pression acoustique est ensuite transmise par la Sonde microphonique M à un analyseur enregistreur.

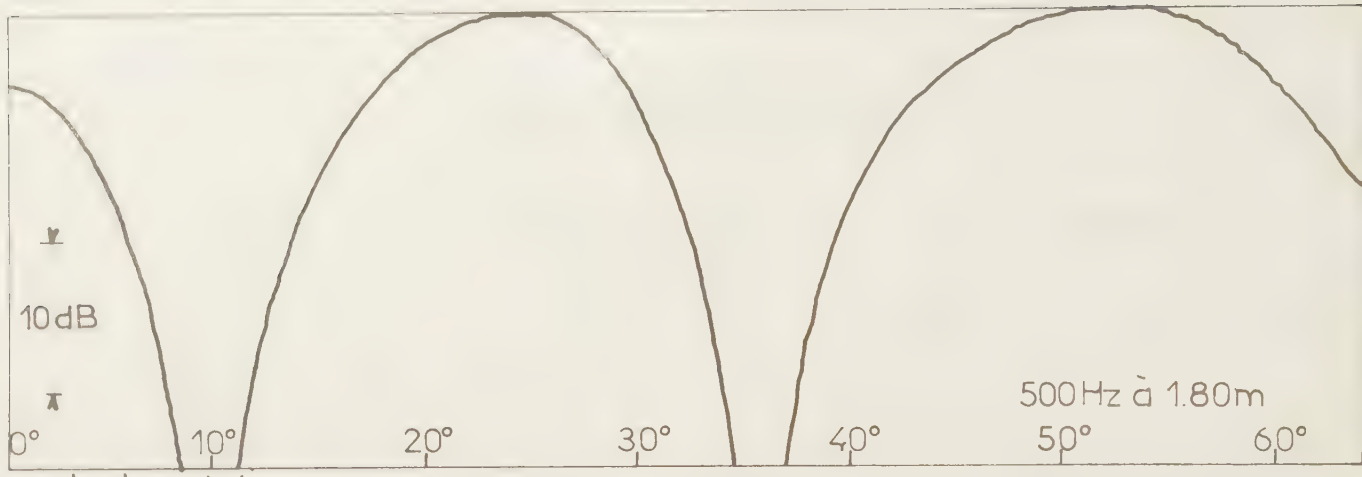
1.3.3 - Résultats

Pour chaque fréquence de test nous avons fait 19 enregistrements, chaque enregistrement correspondant à un balayage de 90° par l'extrémité d'une sonde microphonique, à une distance OM du centre de rotation O, dans le plan de mesure du coefficient d'absorption. Sur chaque enregistrement nous localisons les points où la pression acoustique est minimale. Nous reportons ensuite sur un graphique où sont tracées les hyperboles théoriques à pression minimale pour la fréquence de test et un angle de déphasage nul $\Delta = 0$, les points expérimentaux équivalents.

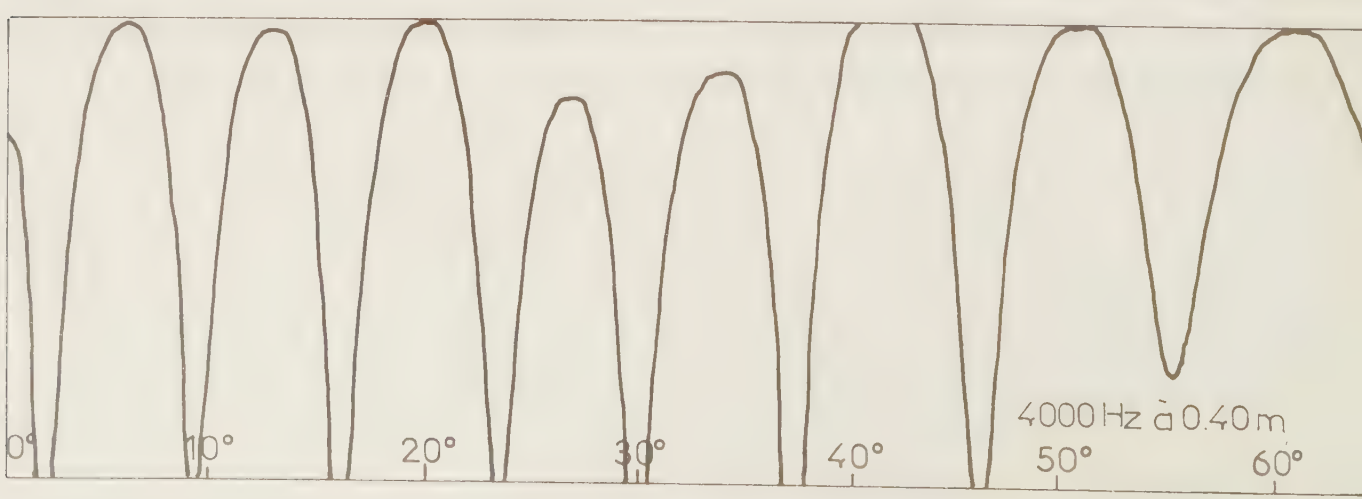
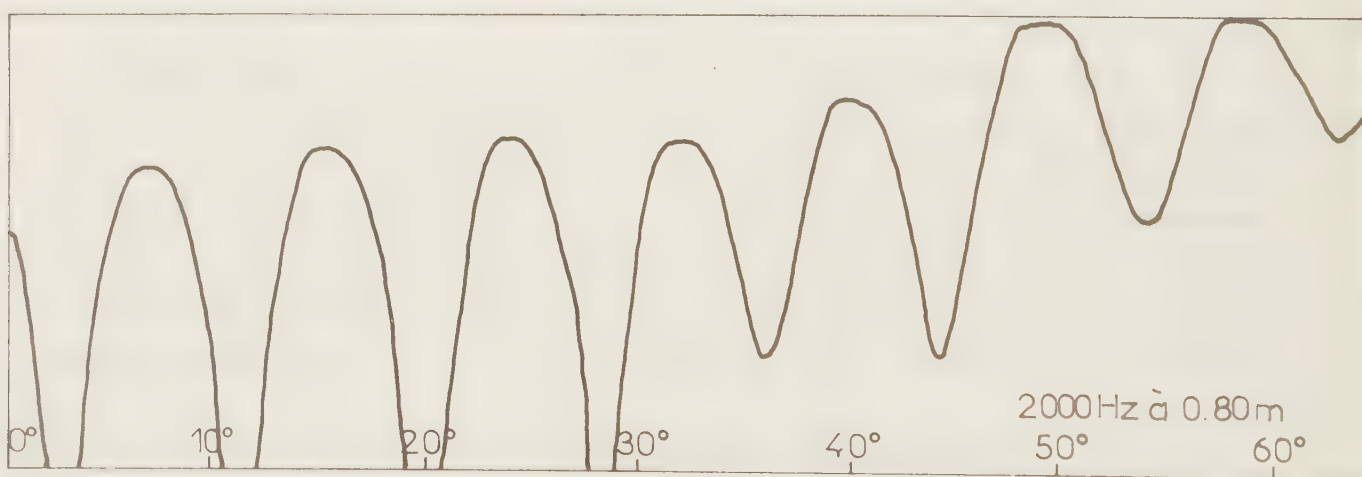
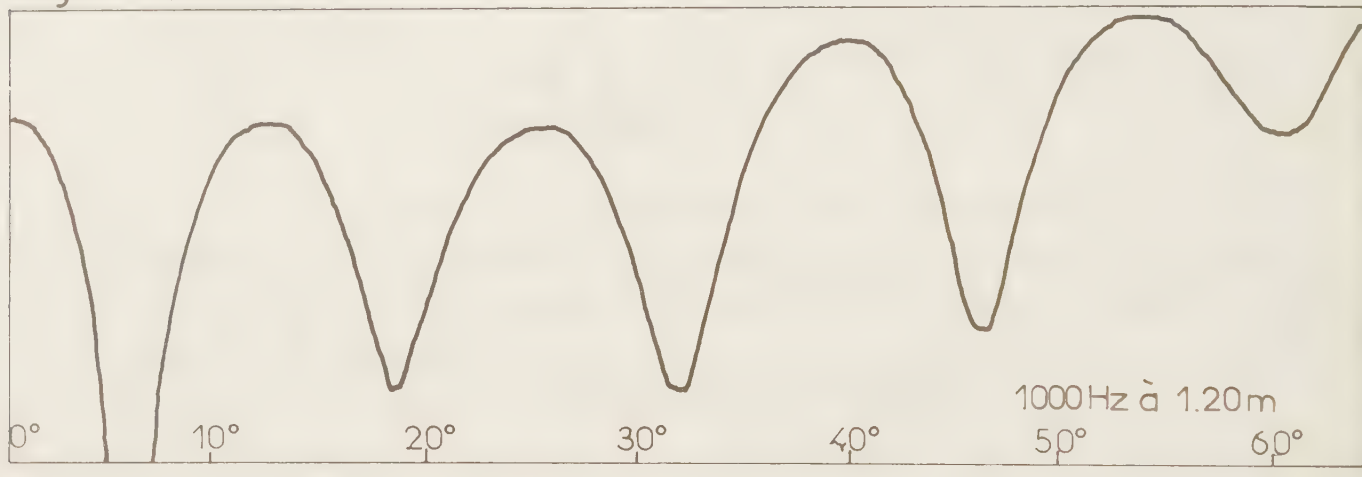
Voici quelques exemples d'enregistrements et la comparaison sur un même graphe entre la théorie et la pratique pour un plan réfléchissant.

EXEMPLES D'ENREGISTREMENTS

Figures 18



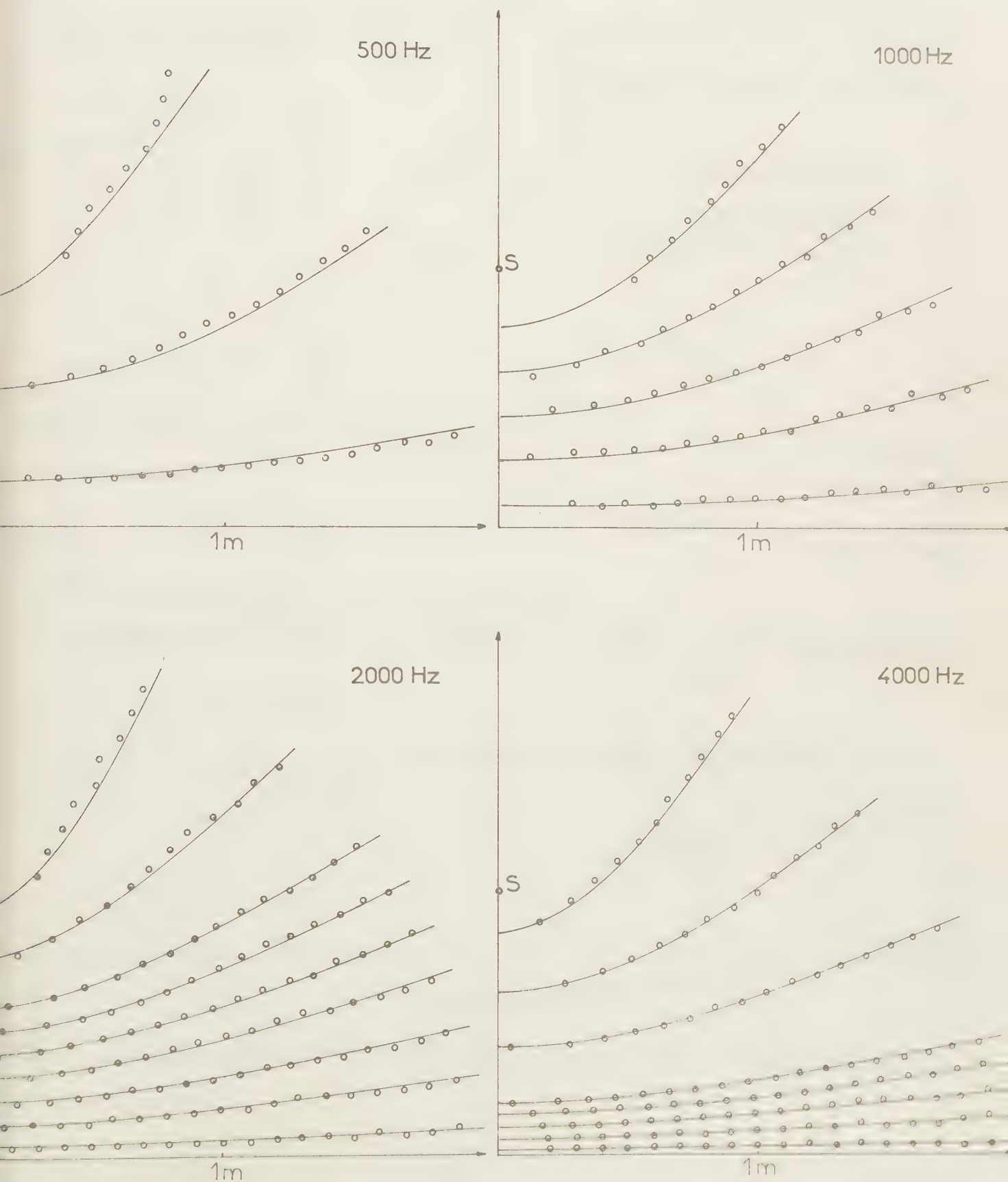
angle de rotation



COMPARAISON DES ISOPHASES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES

exemple sur un matériau très réfléchissant

Figures 19



REPRESENTATION GRAPHIQUE DES ISOPHASES

S - Position de la source

M - Position du matériau testé

Représentation graphique des isophases

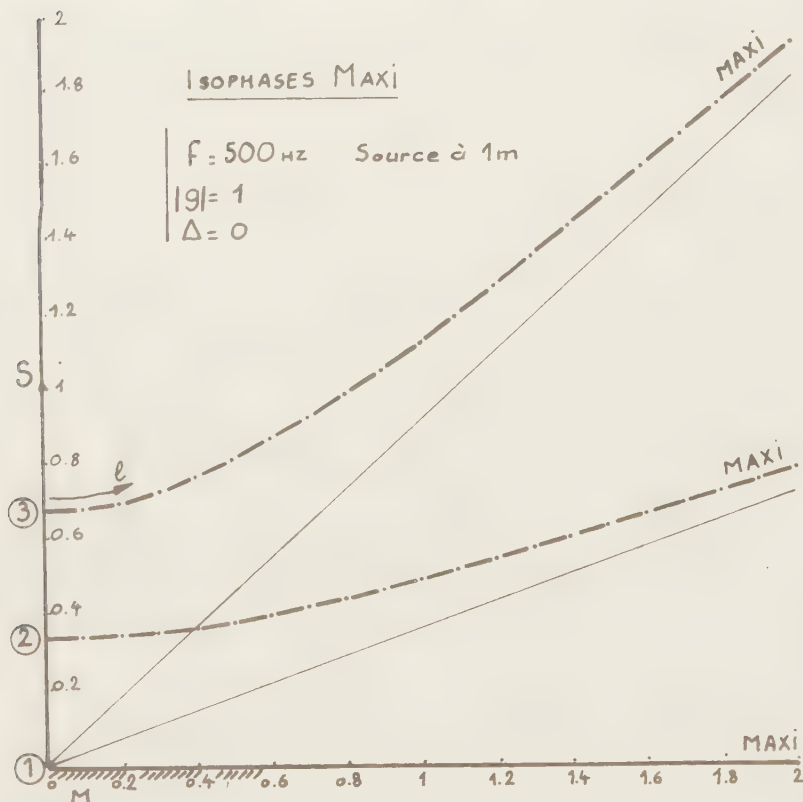
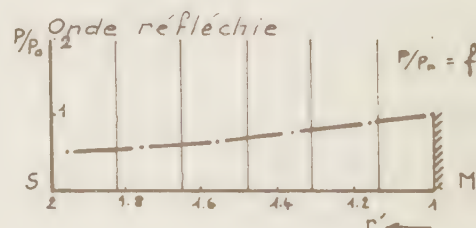
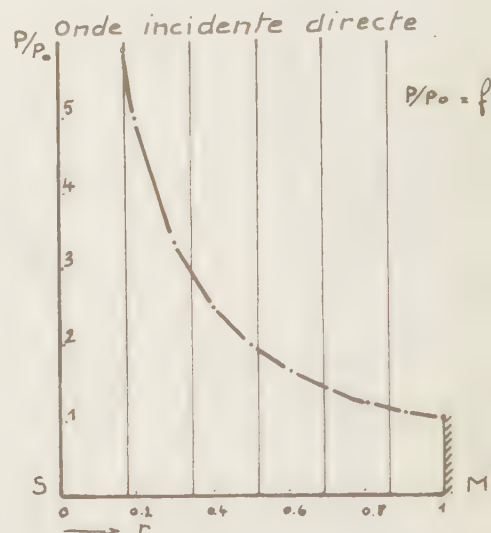
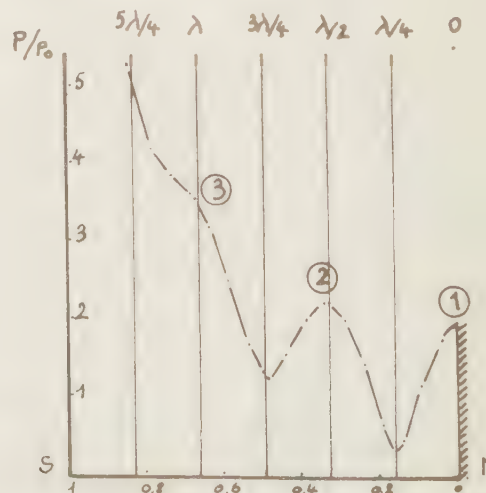


Figure 20

Processus de Formation des ondes stationnaires



Combinaison des ondes



Figures 22

Evolution de la pression acoustique le long des isophases

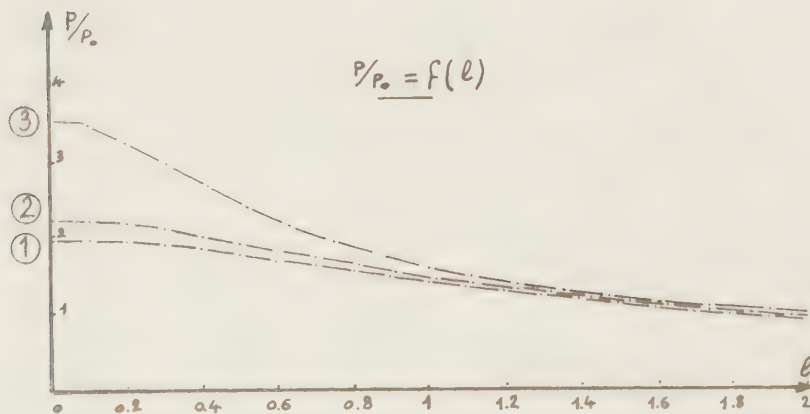


Figure 21

1.3.4 - Calcul d'erreur

1.3.4.1 - Détermination de l'erreur sur la mesure de Δ .

Nous pouvons écrire d'après nos hypothèses :

$$2 K = \sqrt{(a + y)^2 + x^2} - \sqrt{(a - y)^2 + x^2}$$

avec $M \left\{ \begin{smallmatrix} x \\ y \end{smallmatrix} \right.$ et $S \left\{ \begin{smallmatrix} o \\ a \end{smallmatrix} \right.$

$$2 K = \left(+ \frac{\Delta}{2\pi} - \frac{1}{2} + k \right)$$

avec $k = 1, 2, \dots$ et $\lambda = \frac{c}{f}$

$$c = 330,8 \sqrt{\frac{T}{273}}$$

$c = 340$ m/s dans les conditions normales de température 15° à 20°C de l'humidité 50 à 60 %.

Posons :

$$u = (a + y)^2 + x^2$$

$$v = (a - y)^2 + x^2$$

d'où :

$$\lambda \left(+ \frac{\Delta}{2\pi} - \frac{1}{2} + k \right) = \sqrt{u} - \sqrt{v}$$

$$+ \frac{\Delta}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} [\sqrt{u} - \sqrt{v}] + \frac{1}{2} - k$$

$$\Delta = - \frac{2\pi}{\lambda} [\sqrt{v} - \sqrt{u}] + \frac{1}{2} - k$$

$$\Delta = - \frac{2\pi f}{c} \sqrt{v} + \frac{2\pi f}{c} \sqrt{u} + \frac{1}{2} - k$$

Ecrivons la différentielle de cette expression.

$$d\Delta = \left[\frac{2\pi f \sqrt{v}}{c} df + 2\pi f \sqrt{v} \times - \frac{1}{c^2} dc + \frac{2\pi f}{c} d\{\sqrt{v}\} \right] + \left[\frac{2\pi f \sqrt{u}}{c} df + 2\pi f \sqrt{u} \times - \frac{1}{c^2} dc + \frac{2\pi f}{c} d\{\sqrt{u}\} \right]$$

Calcul de $d\{\sqrt{v}\}$ et de $d\{\sqrt{u}\}$

$$d\{\sqrt{v}\} = d\left(v^{\frac{1}{2}}\right) = \frac{1}{2} v^{-\frac{1}{2}} dv$$

$$d\{\sqrt{v}\} = \frac{dv}{2\sqrt{v}}$$

$$\text{avec } dv = d\{(a - y)^2 + x^2\} = 2(a - y)(da - dy) + 2x dx$$

Ce qui donne :

$$d \{ \sqrt{v} \} = \frac{(a - y) (da - dy) + x dx}{\sqrt{(a - y)^2 + x^2}}$$

$$d \{ \sqrt{u} \} = \frac{(a + y) (da - dy) + x dx}{\sqrt{(a - y)^2 + x^2}}$$

En posant :

$$\frac{\sqrt{v}}{c} = A \quad ; \quad \frac{f \sqrt{u}}{c^2} = B \quad ; \quad \frac{f (a - y)}{c \sqrt{v}} = C \quad ; \quad \frac{fx}{c \sqrt{v}} = D$$

et

$$\frac{\sqrt{u}}{c} = A' \quad ; \quad \frac{f \sqrt{u}}{c^2} = B' \quad ; \quad \frac{f (a + y)}{c \sqrt{u}} = C' \quad ; \quad \frac{fx}{c \sqrt{u}} = D'$$

Nous écrivons :

$$\frac{d\Delta}{2\pi} = -[A df + B dc + C da - C dy + D dx] + [A' df + B' dc + C' da + C' dy + D' dx]$$

et

$$d\Delta \equiv [(A - A') df + (B - B') dc + (C - C') da - (C - C') dy + (D - D') dx] 360^\circ$$

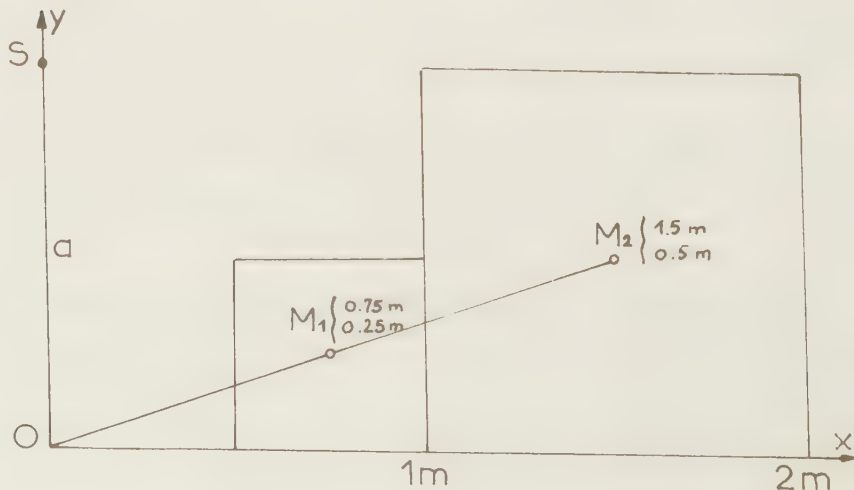
et l'erreur absolue s'écrit :

$$\Delta\Delta \leq \left[|A - A'| |\Delta f| + |B - B'| |\Delta c| + |C - C'| |\Delta a| + |C - C'| |\Delta y| + |D - D'| |\Delta x| \right] 360^\circ$$

I.3.4.2 - Détermination numérique de l'erreur absolue sur l'angle de Déphasage à la réflexion .

Si nous considérons les positions 1 et 2 du point M comme des positions moyennes nous pouvons y chercher la valeur de l'erreur absolue sur Δ .

Figure 23



- Position 1

$$\begin{aligned} M \quad x &= 0,75 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \\ y &= 0,25 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \\ a &= 1 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \end{aligned}$$

pour une fréquence de 500 Hz à 1 Hz près et pour $c = 340 \text{ m/s}$ à 1 m/s près.

Nous avons :

$$\begin{aligned} \sqrt{v} &= \sqrt{0,75^2 + 0,75^2} = 0,75 \sqrt{2} = 0,86 \\ \sqrt{u} &= \sqrt{1,25^2 + 0,75^2} = 0,25 \sqrt{34} = 1,46 \end{aligned}$$

$$A = \frac{0,86}{340} = 0,25 \cdot 10^{-2} \quad B = \frac{500}{340} A = 0,37 \cdot 10^{-2} \quad C = \frac{500}{340} \cdot \frac{0,75}{0,86} = 1,29$$

$$D = \frac{500}{340} \cdot \frac{0,75}{0,86} = 1,29$$

$$A' = \frac{1,46}{340} = 0,43 \cdot 10^{-2} \quad B' = \frac{500}{340} A' = 0,63 \cdot 10^{-2} \quad C' = \frac{500}{340} \cdot \frac{1,25}{1,46} = 1,25$$

$$D' = \frac{500}{340} \cdot \frac{0,75}{1,46} = 0,75$$

$$|A - A'| = 0,18 \cdot 10^{-2} \quad |B - B'| = 0,26 \cdot 10^{-2} \quad |C - C'| = 0,04 \quad |D - D'| = 0,54$$

$$|A - A'| |\Delta f| = 0,18 \cdot 10^{-2}$$

$$|B - B'| |\Delta c| = 0,26 \cdot 10^{-2}$$

$$|C - C'| |\Delta a| = 0,04 \cdot 10^{-2}$$

$$|C - C'| |\Delta y| = 0,04 \cdot 10^{-2}$$

$$|D - D'| |\Delta x| = 0,54 \cdot 10^{-2}$$

$$\Delta \leq 1,06 \cdot 10^{-2} \times 360^\circ$$

$\Delta \leq 3,7^\circ$ pour 500 Hz, pour 1000 Hz, 2000 Hz et 4000 Hz on multiplie par deux à chaque fois.

$$\Delta_{500} \leq 3,7^\circ \quad \Delta_{1000} \leq 7,4^\circ \quad \Delta_{2000} \leq 14,8^\circ \quad \Delta_{4000} \leq 29,6^\circ$$

- Position 2

$$\begin{aligned} M \quad x &= 1,50 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \\ y &= 0,50 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \\ a &= 1 \text{ m à } 10^{-2} \text{ m près} \end{aligned}$$

$f = 500 \text{ Hz}$ à 1 Hz près

$c = 340 \text{ m/s}$ à 1 m/s près

Un calcul analogue au précédent nous permet d'écrire :

$$\Delta_{500} \leq 6,8^\circ \quad \Delta_{1000} \leq 13,6^\circ \quad \Delta_{2000} \leq 27,2^\circ \quad \Delta_{4000} \leq 54,4^\circ$$

1.3.5 - Conclusions

La comparaison des positions des points expérimentaux à pression minimale par rapport au tracé des hyperboles théoriques, pour $\Delta = 0^\circ$, confirme la mise en équation des isophases. Compte tenu des marges d'erreur calculées les écarts des résultats expérimentaux sont tout-à-fait acceptables même en incidence très oblique où ils sont tout de même plus importants. Il est d'ailleurs très facile de s'en rendre compte directement sachant que la différence de phase entre deux hyperboles à pression minimale est de 180° . Il suffit d'appliquer la relation d'interpolation $\Delta = 180^\circ \times \frac{e}{d}$ dans laquelle "e" est l'écart entre le point observé et son homologue sur l'hyperbole et "d" la distance séparant deux hyperboles.

Les résultats expérimentaux permettent aussi dans une certaine mesure de confirmer que l'hypothèse $Z_i = Z_1 \cos i$ est valable pour un matériau très réfléchissant puisque nous n'observons pas d'écarts importants entre la théorie et la pratique. On peut donc dire que $S'M - SM$ est pratiquement constant et que par conséquent le déphasage à la réflexion Δ varie peu, phénomène que nous avons prévu dans ces conditions d'expérience. Nous avons aussi prévu à partir de cette même hypothèse que les écarts augmenteraient avec "i" puisque la valeur absolue de Δ augmenterait avec l'incidence de quelques degrés ce qui s'est aussi confirmé.

- Chapitre II -

Application des surfaces isophases dans la configuration du doublet microphonique, pour la mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z en fonction de la fréquence de test pour un matériau acoustique donné.

II.1 - Présentation

Avec cette nouvelle méthode, et dans un premier temps, nous nous sommes servis, du doublet microphonique $M_1 M_2$ tel qu'il était présenté dans les méthodes précédentes, mais d'une façon un peu différente. En effet avec l'un des microphones, M_1 par exemple, nous mesurons la pression maximale des surfaces isophases et avec le second M_2 , distant de $\lambda/2$ nous mesurons la pression minimale. Pour pouvoir mesurer le coefficient d'absorption α % de cette façon, le doublet microphonique $M_1 M_2$ doit conserver ses propriétés précédentes et en acquérir une nouvelle, c'est-à-dire que le point N milieu de $M_1 M_2$, doit pouvoir se déplacer sur le cercle centré en O et de rayon OS et non plus comme précédemment s'y situer tout en restant fixe. Ainsi, pour une fréquence de test déterminée, nous amenons le microphone M_1 à un maximum de pression, le microphone M_2 se situant automatiquement à un minimum puisque $M_1 M_2 = \lambda/2$.

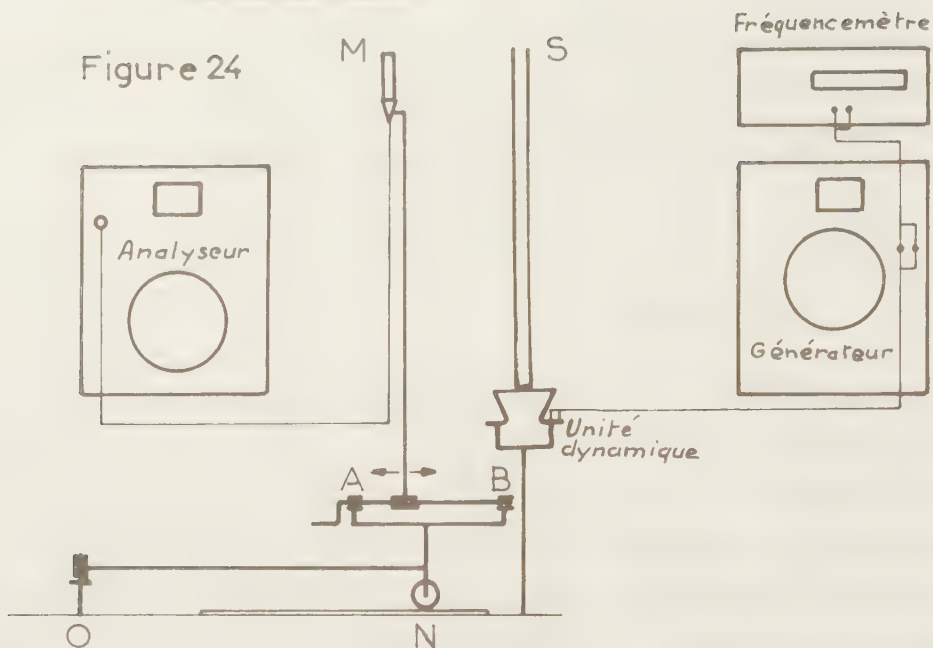
Si nous posons
$$N = \frac{\text{pression maxi}}{\text{pression mini}} = \frac{|P_i| + |P_r|}{|P_i| - |P_r|}$$

et $|g| = \frac{|P_r|}{|P_i|}$ on a : $|g| = \frac{N - 1}{N + 1}$

et : $\frac{\alpha \%}{100} = 1 - \left[\frac{N - 1}{N + 1} \right]^2$

L'inconvénient de cette méthode sous cette forme c'est que pour une fréquence donnée et un matériau donné la position des isophases est imposée car elle dépend du déphasage à la réflexion Δ . Donc on ne peut plus choisir une incidence et tester à toutes les fréquences car chaque fréquence impose une incidence différente. Nous avons modifié sensiblement la méthode et au lieu de conserver les deux microphones nous n'en avons utilisé qu'un seul se déplaçant pour une incidence donnée d'une isophase à pression maximale et une isophase à pression minimale. La position du microphone dans chaque cas n'étant plus symétrique par rapport au point N milieu théorique du doublet des méthodes précédentes.

II.2 - Schéma de Mesure

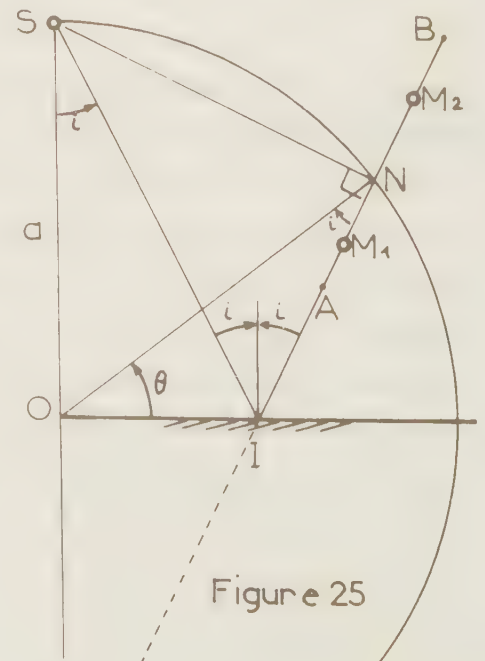


II.3 - Manipulation

Le but de cette manipulation est de mesurer le rapport N des pressions maximales et minimales des surfaces isophases et le déphasage Δ à la réflexion et d'en déduire par le calcul α et Z .

$$II.3.1 - \text{Mesure de } N = \frac{\text{pression maxi}}{\text{pression mini}}$$

Pour une incidence i et une fréquence de test choisie, le générateur transmet à l'unité dynamique la fréquence contrôlée en permanence par un fréquencesmètre. Cette unité dynamique transmet au tube qui la surmonte une onde sonore dont l'extrémité la diffuse d'une façon isotrope. Dans le plan de mesure contenant l'extrémité du générateur d'ondes sphériques, nous déplaçons l'extrémité du microphone M le long du segment AB perpendiculaire à SN . Nous recherchons alors les isophases à pression maximale et minimale dont l'intersection avec le segment AB donne par exemple M_1 et M_2 . Nous mesurons alors la pression maximale et la pression minimale et on calcule N . Avec le matériel utilisé on peut lire aussi directement N sur une échelle spéciale et même



le coefficient d'absorption α %. Pour cela lorsqu'on détecte le maximum de pression on ajuste l'aiguille du cadran de l'analyseur à 100 % sur l'échelle correspondante en jouant sur la puissance de l'émission puis en allant au point à pression minimale on lit directement α % car l'aiguille chute alors à la valeur α % recherchée.

II.3.2 - Mesure du déphasage Δ à la réflexion

La méthode consiste à déterminer avec précision la position du microphone M dans la position M_1 ou M_2 , sachant que si M_1 est sur une hyperbole à pression maximale, M_2 est sur une hyperbole à pression minimale. Ensuite, connaissant les coordonnées x et y de M_1 ou M_2 et connaissant la nature de l'hyperbole où ils se trouvent nous écrivons :

- pour l'hyperbole à pression maximale :

$2K = -\sqrt{(a-y)^2 + x^2} + \sqrt{(a+y)^2 + x^2}$ et connaissant ainsi 2 K nous obtenons Δ , sachant qu'il y prend la valeur

$$\Delta = 2\pi \left(+ \frac{2K}{\lambda} - k \right) \text{ avec } k = 1, 2, 3 \dots$$

- pour l'hyperbole à pression minimale plus facile à localiser.

$$\Delta = 2\pi \left(+ \frac{2K}{\lambda} + \frac{1}{2} - k \right) \text{ avec } k = 1, 2, 3 \dots$$

II.3.3 - Calcul des coordonnées x et y en fonction de l'incidence i

Etant donné qu'il nous est très malaisé de mesurer directement x et y représentant les coordonnées d'un point M d'une isophasse recherchée, nous avons tourné la difficulté en mesurant une quantité plus accessible que l'on appellera m (cf. Figure) et une autre qui est l'angle θ .

Nous avons M(x,y) avec :

$$x = \left(\frac{a}{\cos i} + m \right) \sin i$$

$$y = (m) \cos i$$

et dans le triangle OIN

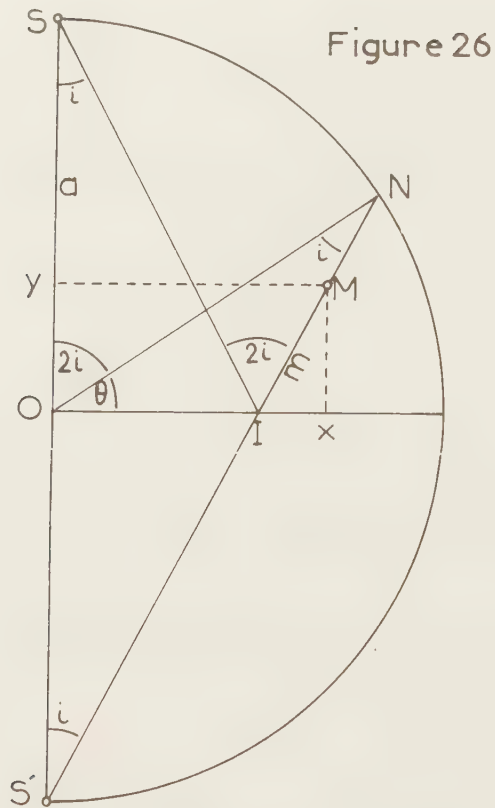
$$\theta = \pi - \left[\left(\frac{\pi}{2} + i \right) + i \right]$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 2i \implies i = \frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}$$

D'où :

$$x = \frac{a}{\cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right)} + m \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right)$$

$$y = m \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)$$



II.3.4 - Correction due à la loi en $\frac{1}{r}$

Soient M_1 (x_1, y_1 ou r_1, r'_1) et M_2 (x_2, y_2 ou r_2, r'_2) les points où la pression est respectivement minimale et maximale pour une fréquence de test. Soit N_a le rapport de ces deux pressions, l'indice "a" voulant dire apparent. Nous avons alors :

$$N_a = \frac{\text{Pression maxi en } M_2}{\text{Pression mini en } M_1} \quad \text{mais ce rapport que nous mesurons avec}$$

si nous prenons comme pression à 1 m de la source : p_o , le rapport N_a s'écrit :

$$N_a = \frac{p_o \left(\frac{1}{r_2} + \frac{|g|}{r'_2} \right)}{p_o \left(\frac{1}{r_1} - \frac{|g|}{r'_1} \right)}$$

dans lequel le facteur de réflexion $|g|$ a sa valeur théorique. Nous pouvons donc écrire :

$$|g| = \frac{\frac{N_a}{r_1} - \frac{1}{r_2}}{\frac{N_a}{r'_1} + \frac{1}{r'_2}}. \text{ Or } \alpha_r = 1 - |g|^2. \text{ Donc :}$$

$$\alpha_r = 1 - \left[\frac{\frac{N_a}{r_1} - \frac{1}{r_2}}{\frac{N_a}{r'_1} + \frac{1}{r'_2}} \right]^2$$

Ayant mesuré N_a il est facile d'en déduire $|g|$ puis α_r sachant que :

$$r_1 = \sqrt{(a - y_1)^2 + x_1^2}$$

$$r'_1 = \sqrt{(a + y_1)^2 + x_1^2}$$

et :

$$r_2 = \sqrt{(a - y_2)^2 + x_2^2}$$

$$r'_2 = \sqrt{(a + y_2)^2 + x_2^2}$$

Dont les valeurs x_1, y_1 et x_2, y_2 valent :

$$x_1 = \left(\frac{a}{\cos i} + m_1 \right) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)$$

$$y_1 = (m_1) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)$$

et :

$$x_2 = \left(\frac{a}{\cos i} + m_2 \right) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)$$

$$y_2 = m_2 \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)$$

II.3.5 - Valeurs de $|g|, \alpha_r$ et Z en fonction des grandeurs

mesurées

Les calculs des paragraphes précédents nous permettent d'écrire α_r et Z sous la forme suivante :

$\frac{\alpha_r}{100} = 1 - g ^2$	$Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \frac{1 + g e^{j\Delta}}{1 - g e^{j\Delta}}$
------------------------------------	---

avec

$$|g| = \frac{\frac{N_a}{\sqrt{\left(\frac{a}{\cos i} + m_1\right)^2 - 4a m_1 \cos i}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{\cos i} + m_2\right)^2 - 4a m_2 \cos i}}}{\frac{\frac{N_a}{\frac{a}{\cos i} + m_1}}{+} \frac{1}{\frac{a}{\cos i} + m_2}}$$

et

$$\Delta = 2\pi \frac{\left(\frac{a}{\cos i} + m_1\right) - \sqrt{\left(\frac{a}{\cos i} + m_1\right)^2 - 4a m_1 \cos i}}{\lambda} + \frac{1}{2} - k$$

L'indice "1" se rapportant au point M_1 à pression minimale et l'indice "2" à un point M_2 appartenant à une isophasse à pression maximale.

Les valeurs fixées par l'expérience sont : i, a, ρ_0, c, λ et $k (0,1,2,...)$ et les valeurs mesurées : N_a, m_1, m_2 .

11.3.6 - Erreurs absolues sur $|g|, \Delta, \alpha$ et Z

* Erreur sur $|g|$

$$\begin{aligned} \Delta |g| = & \left| \frac{1}{K_6} \left[K_1 \left(\frac{u_1}{\cos i} - 2m + \cos i \right) - K_2 \left(\frac{u_2}{\cos i} - 2m_2 \cos i \right) + \left(\frac{K_3 - K_4}{\cos i} \right) \right] \right| \Delta a \\ & + \left| \frac{a \sin i}{K_6} \left[K_1 \left(\frac{u_1}{\cos i} + 2m_1 \right) - K_2 \left(\frac{u_2}{\cos i} + 2m_2 \right) + \left(\frac{K_3 - K_4}{\cos i} \right) \right] \right| \Delta i \\ & + \left| \frac{1}{K_6} \left[K_1 (u_1 - 2a \cos i) + K_3 \right] \right| \Delta m_1 + \left| \frac{1}{K_6} \left[K_2 (u_2 - 2a \cos i) + K_4 \right] \right| \Delta m_2 \\ & + \left| \frac{K_5}{K_6} \right| \Delta \alpha_a \end{aligned}$$

avec : $u_1 = \frac{a}{\cos i} + m_1$

$u_2 = \frac{a}{\cos i} + m_2$

$v_1 = u_1^2 - 4a m_1 \cos i$

$v_2 = u_2^2 - 4a m_2 \cos i$

$N_a = \frac{2}{\alpha_a} (1 + \sqrt{1 - \alpha_a}) - 1$

$K_1 = \frac{N_a \left(\frac{N_a}{u_1} + \frac{1}{u_2} \right)}{v_1 \sqrt{v_1}}$

$K_2 = \left(\frac{1}{u_2} + \frac{N_a}{u_1} \right) / v_2 \sqrt{v_2}$

$K_3 = N_a \left(\frac{1}{\sqrt{v_2}} - \frac{N_a}{\sqrt{v_1}} \right) / v_1^2$

$K_4 = \left(-\frac{N_a}{\sqrt{v_1}} + \frac{1}{\sqrt{v_2}} \right) / v_2^2$

$K_5 = \left(\frac{1}{u_2 \sqrt{v_2}} + \frac{1}{u_2 \sqrt{v_1}} \right) \frac{2(1 + \sqrt{1 - \alpha_a}) - \alpha_a}{\alpha_a^2 \sqrt{1 - \alpha_a}}$

$K_6 = \frac{N_a}{u_1} + \frac{1}{u_2}$

Influence pour 1000 Hz des diverses erreurs sur l'erreur totale $\Delta |g|$

Tableau 14

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	% de $\Delta g $
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	0,4 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	21,7 %
$m_1 = 0,475 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,01 \text{ m}$	1,1 %
$m_2 = 0,287 \text{ m}$	$\Delta m_2 = 0,01 \text{ m}$	0,6 %
$\alpha_a = 0,88$	$\Delta \alpha_a = 0,04$	76,2 %

* Erreur sur Δ .

$$\frac{\Delta \Delta}{360^\circ} = \left| \frac{f}{c} \cos i - K_2 / \sqrt{v_1} \right| \Delta a + \left| \frac{fa \sin i}{c \cos i} - K_3 / \sqrt{v_1} \right| \Delta i + \left| K_1 \right| \Delta f + \left| \frac{f}{c} K_1 \right| \Delta c$$

$$+ \left| \frac{f}{c} - K_4 / \sqrt{v_1} \right| \Delta m_1$$

avec : $u_1 = \frac{a}{\cos i} + m_1$

$v_1 = u_1^2 - 4a m_1 \cos i$

$K_1 = (u_1 - \sqrt{v_1}) / c$

$K_2 = \frac{u_1}{\cos i} - 2 m_1 \cos i$

$K_3 = \frac{a u_1 \sin i}{\cos i^2} + 2a m_1 \sin i$

$K_4 = u_1 - 2a \cos i$

Influence en pourcentage pour 1000 Hz de l'importance des divers écarts sur l'erreur totale $\Delta \Delta$.

DONNEES	ERREURS SUR DONNEES	% DE $\Delta \Delta$
$a = 2 \text{ m}$	$\Delta a = 0,01 \text{ m}$	1,2 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	22,6 %
$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	2,9 %
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	17,1 %
$m_1 = 0,475 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,01 \text{ m}$	56,2 %

* Erreur sur α , R et I de $\frac{Z}{\rho_o c} \cos i$

$$\Delta \alpha = 2 \left| g \right| \Delta \left| g \right|$$
$$\Delta R = \left| \frac{2K_2}{K_1^2} \right| \Delta \left| g \right| + \left| \frac{K_3}{K_1^2} \right| \Delta \Delta \quad \Delta I = \left| \frac{K_3}{\left| g \right| K_1^2} \right| \Delta \left| g \right| + \left| \frac{2 \left| g \right| K_2}{K_1} \right| \Delta \Delta$$

avec :

$$K_1 = 1 + \left| g \right|^2 - 2 \left| g \right| \cos \Delta$$
$$K_2 = (1 + \left| g \right|^2) \cos \Delta - 2 \left| g \right|$$
$$K_3 = 2 \left| g \right| (1 - \left| g \right|^2) \sin \Delta$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence de $\Delta \left| g \right|$ et $\Delta \Delta$ sur ΔR , ΔI et $\Delta \alpha$.

Tableau 16

	$\Delta \left g \right $ influe à	$\Delta \Delta$ influe à
$\Delta R \quad \leftarrow \frac{\text{sur}}$	53,3 %	46,7 %
$\Delta I \quad \leftarrow \frac{\text{sur}}$	34,4 %	65,6 %
$\Delta \alpha \quad \leftarrow \frac{\text{sur}}$	100 %	

II.4 - Vérification expérimentale de l'application des surfaces isophases dans la configuration du doublet

II.4.1 - Présentation

Nous avons comparé les coefficients d'absorption et les impédances obtenus par cette méthode, la méthode du doublet et celle de l'inter-corrélation pour $i = 40^\circ$.

II.4.2 - Résultats

On trouvera ci-après :

- | | | |
|-------------------|---|---|
| Tableaux 17.18.19 | → | Des tableaux de comparaisons des $ g $, Δ , $\alpha\%$, R et I
de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$ |
| Figure 27 | → | Un graphe comparant les $\alpha_r\%$ obtenus par les 3 méthodes. |
| Figure 28 | → | Un graphe comparant les Δ° obtenus par les 3 méthodes. |

Méthode des isophases dans la configuration du doublet pour $i = 40^\circ$

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	8
$\alpha_a \%$	41 ¹⁰	79,5 ⁵	88 ⁴	93 ³	98,5 ²	99 ¹
m_1	0,61 ^{0.01}	0,25 ^{0.01}	0,475 ^{0.01}	0,375 ^{0.01}	0,425 ^{0.01}	0,447 ^{0.01}
m_2	0 ^{0.01}	0,59 ^{0.01}	0,287 ^{0.01}	0,46 ^{0.01}	0,467 ^{0.01}	0,467 ^{0.01}
$ g $	0,935 ^{0.095}	0,517 ^{0.073}	0,407 ^{0.042}	0,31 ^{0.017}	0,134 ^{0.012}	0,109 ^{0.007}
Δ°	- 9 ⁴	- 30 ⁵	- 12 ¹²	- 23 ¹⁴	- 14 ³¹	- 60 ⁷⁷
$\alpha_r \%$	12,5 ¹⁸	83,5 ⁸	83,5 ⁵	90,5 ^{3.1}	98 ^{0.403}	99 ^{0.281}
R	4,616 ^{2.2}	1,971 ^{0.211}	2,258 ^{0.442}	1,720 ^{0.013}	1,296 ^{0.003}	1,096 ^{0.281}
I	- 10,736 ^{4.2}	- 1,391 ^{0.439}	- 0,458 ^{0.513}	- 0,461 ^{0.376}	- 0,086 ^{0.253}	- 0,209 ^{0.182}

Tableau 17

Méthode du doublet pour $i = 40^\circ$

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	8
$ g $	1,25 ^{0.104}	0,474 ^{0.062}	0,283 ^{0.053}	0,337 ^{0.055}	0,158 ^{0.047}	0,358 ^{0.038}
Δ°	- 1 ^{8.5}	- 48 ¹¹	- 20 ¹⁵	- 19 ²¹	- 47 ⁴¹	- 162 ⁶⁸
$\alpha_r \%$	0 ²⁶	77,5 ⁶	92 ³	89 ⁴	97,5 ^{1.5}	87 ⁴
R		1,313 ^{0.324}	1,678 ^{0.350}	1,861 ^{0.006}	1,205 ^{0.295}	1,64 ^{0.797}
I		- 1,193 ^{0.194}	- 0,353 ^{0.198}	- 0,461 ^{0.134}	- 0,286 ^{0.134}	- 0,307 ^{0.378}

Tableau 18

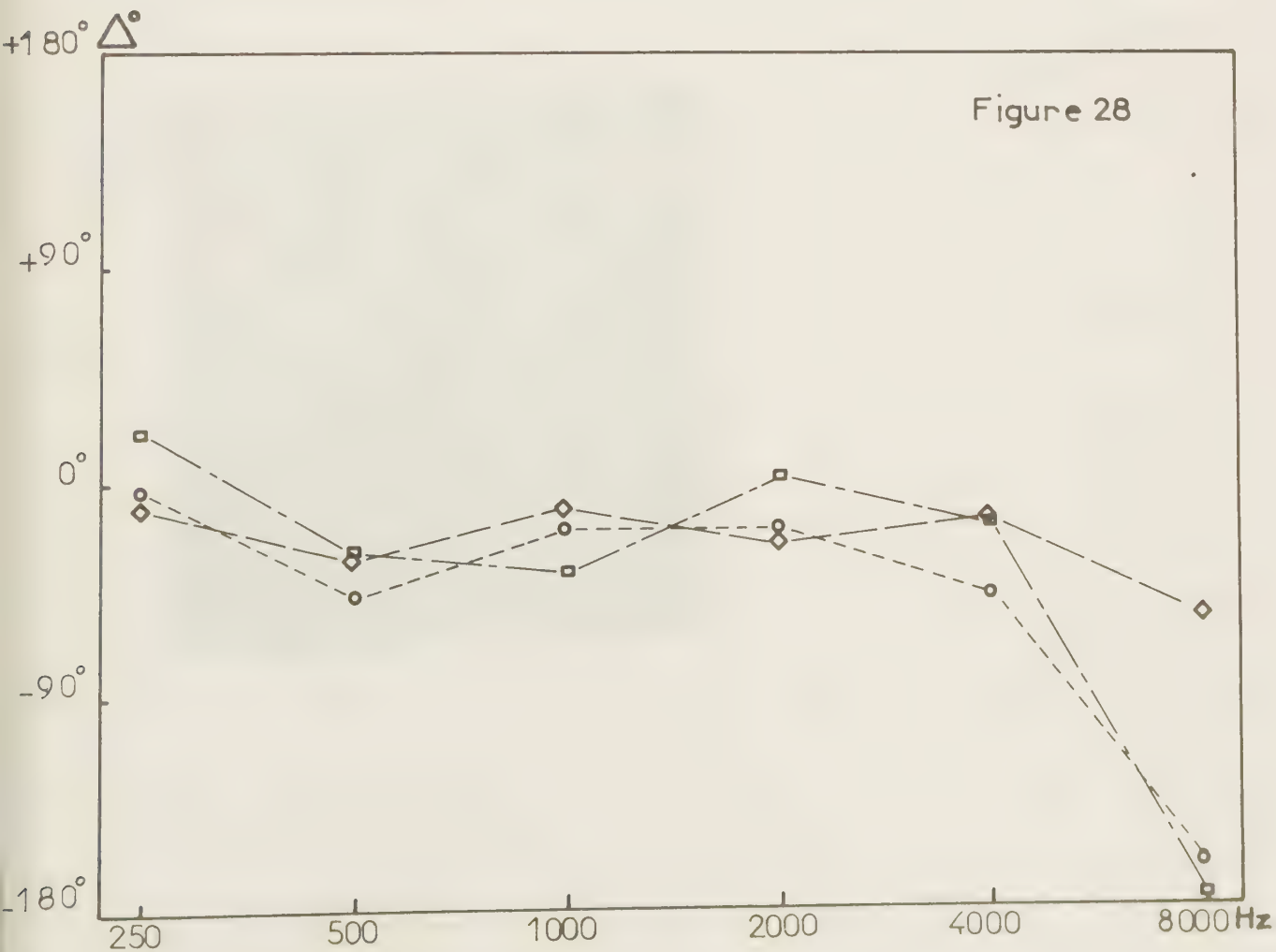
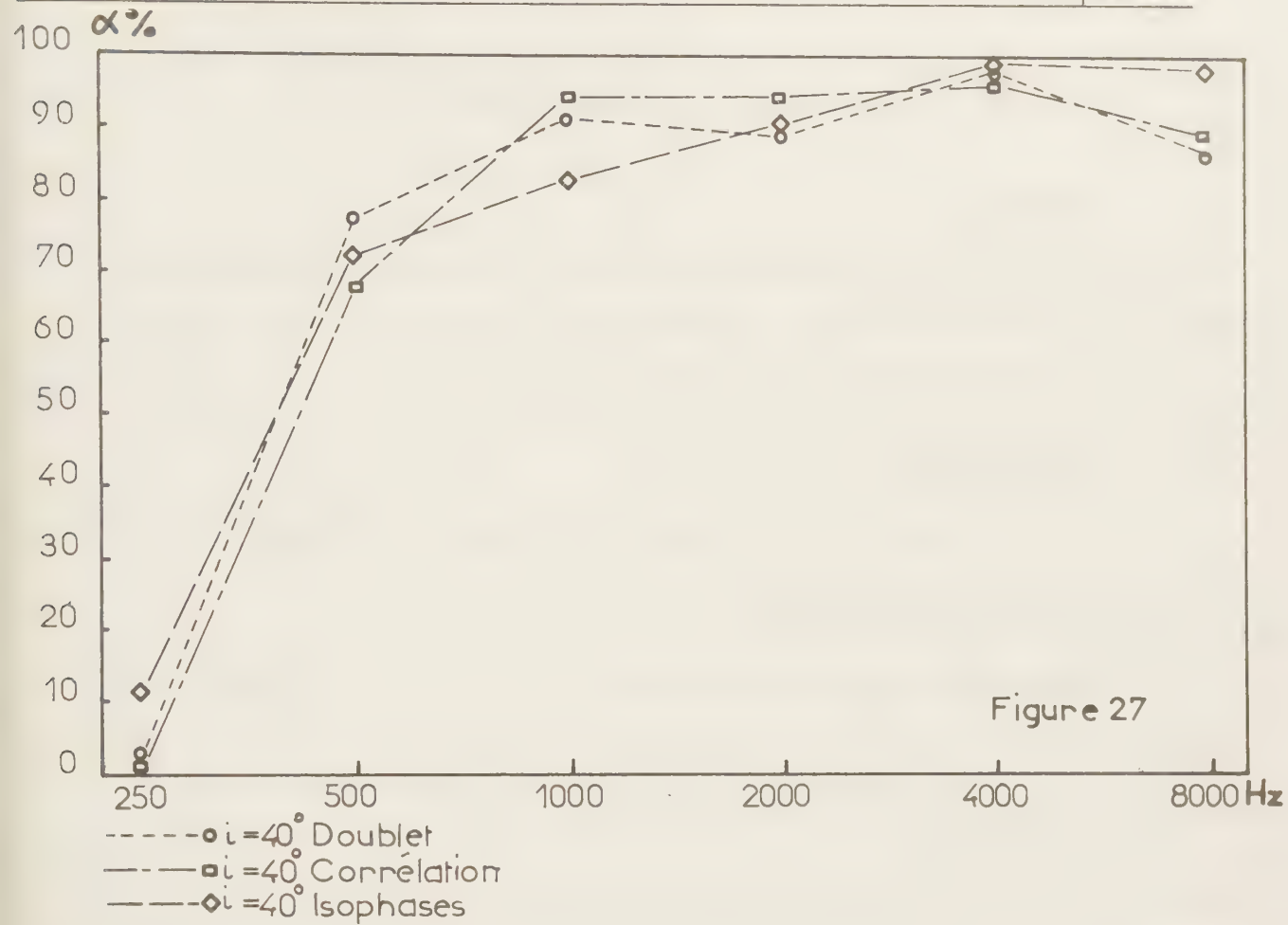
Méthode de l'Inter-Corrélation pour $i = 40^\circ$

f en KHz	0,25	0,5	1	2	4	8
$ g $	1,26 ^{0.095}	0,565 ^{0.068}	0,24 ^{0.13}	0,198 ^{0.112}	0,176 ^{0.16}	0,34 ^{0.117}
Δ°	+ 20 ^{2.5}	- 28 ⁴	- 37 ¹⁰	+ 2 ¹⁴	- 18 ²⁸	- 185 ⁵⁶
$\alpha_r \%$	0 ²⁴	68 ⁸	94 ⁶	96 ^{5.1}	97 ^{5.1}	88,5 ⁸
R		2,118 ^{0.233}	1,398 ^{0.191}	1,493 ^{0.423}	1,392 ^{0.64}	0,493 ^{0.177}
I		- 1,65 ^{0.46}	- 0,428 ^{0.440}	0,0215 ^{0.172}	- 0,156 ^{0.448}	0,033 ^{0.183}

Tableau 19

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

COMPARAISON DES 3 METHODES Doublet-Inter-corrélation-Isophases



11.4.3 - Avantages et inconvénients

- Avantages

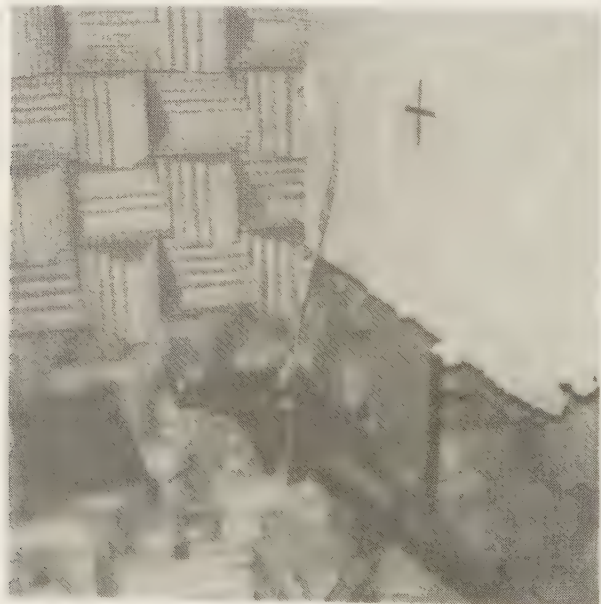
- * Utilisation d'un seul microphone donc pas d'erreur d'étalonnage possible.
- * Appareillage de mesure réduit au minimum

- Inconvénients

- * Calculs importants pour obtenir les résultats corrigés
- * Incidence i inférieure à 45°
- * Mesure des distances m_1 et m_2 .

11.4.4 - Réalisation technique

Photo 4



11.4.5 - Conclusion

Cette application des surfaces isophases à la méthode du doublet microphonique est excellente en elle-même mais n'apporte rien de neuf. Cependant et c'est là que cette étude devient intéressante, elle laisse entrevoir la possibilité d'une extension des mesures, pour des incidences i limitées jusqu'ici à une valeur voisine de 40° , en se libérant des contraintes de la méthode du doublet microphonique.

En effet, pour se servir des surfaces isophases, il n'est nullement nécessaire de maintenir le milieu N des deux microphones sur le cercle de centre O et de rayon OS. De plus il n'est même pas nécessaire d'avoir deux microphones comme nous venons de le voir pour passer d'une isophase à pression sonore maximale à une isophase à pression minimale. En outre, si la remarque vérifiée qui consiste à dire que le déphasage à la réflexion Δ varie peu quelque soit l'angle d'incidence i , inférieur à 60° , est intéressante pour avoir une idée de la forme des isophases pour une surface réfléchissante, elle devient superflue dans la méthode qui va suivre, car, si elle tiendra toujours compte des coordonnées des points à pression maximale et minimale pour une incidence i donnée, elle ne prendra pas en considération le fait de savoir si ces points appartiennent à une courbe quelle qu'elle soit.

- Chapitre III -

Application des surfaces isophases à la mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z avec un seul microphone

III.1 - Présentation

Dans deux des méthodes précédemment exposées, nous avons besoin d'un doublet microphonique pour obtenir le coefficient d'absorption α % à la réflexion sous incidence oblique.

L'étude des surfaces isophases a montré que comme dans le tube de Kundt nous étions en présence d'ondes stationnaires entre la Source et la surface réfléchissante du matériau testé. Nous avons donc envisagé de réaliser la mesure du coefficient d'absorption avec un seul microphone se déplaçant suivant une incidence i constante d'un maximum de pression acoustique à un minimum par analogie avec le tube de Kundt.

III.2 - Schéma de principe

La source S et le microphone M se déplacent symétriquement par rapport à la normale à l'échantillon IN par l'intermédiaire d'un parallélogramme déformable. Donc si le rayon sonore SI frappe le matériau à tester sous une incidence i , il est réfléchi suivant IM avec la même incidence i .

Le microphone M se déplace le long du rayon IM pour aller d'un point à pression minimale à un point à pression maximale.

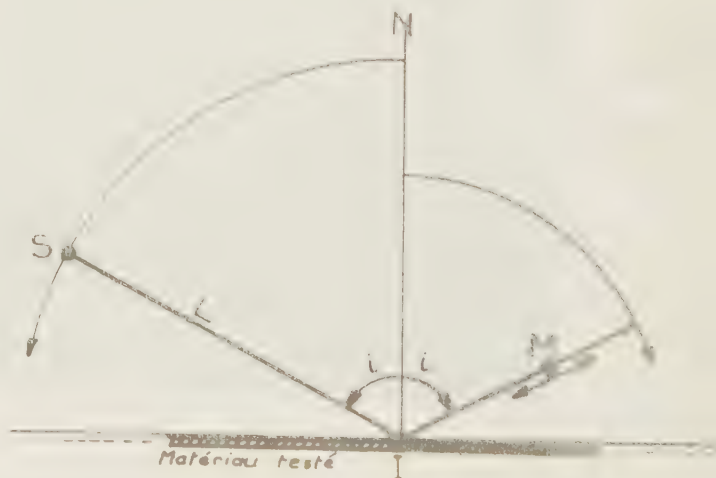


Figure 29

III.3 - Schéma de mesure

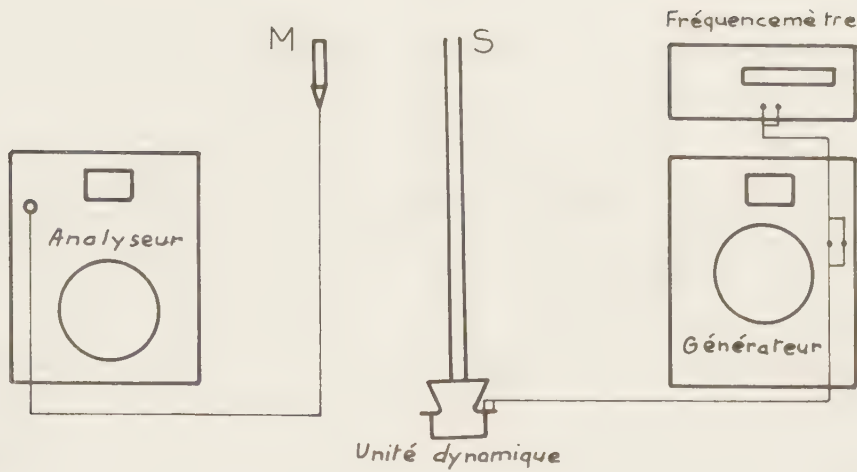


Figure 30

Le signal sinusoïdal de la fréquence de test est transmis par le générateur à l'unité dynamique S. La pression sonore acoustique est ensuite transmise par le microphone M à l'analyseur.

III.4 - Changement de coordonnées du point M

Si dans les méthodes précédentes le dièdre de référence x, y était fixe, la source S et sa projection O, sur le plan de l'échantillon, varient puisque la source S décrit un quart de cercle de centre I fixe et de rayon IS constant et fixé à 2 mètres. Donc les coordonnées x et y du point M sont à calculer en fonction de l'origine O et de la distance $OS = a$ variables.

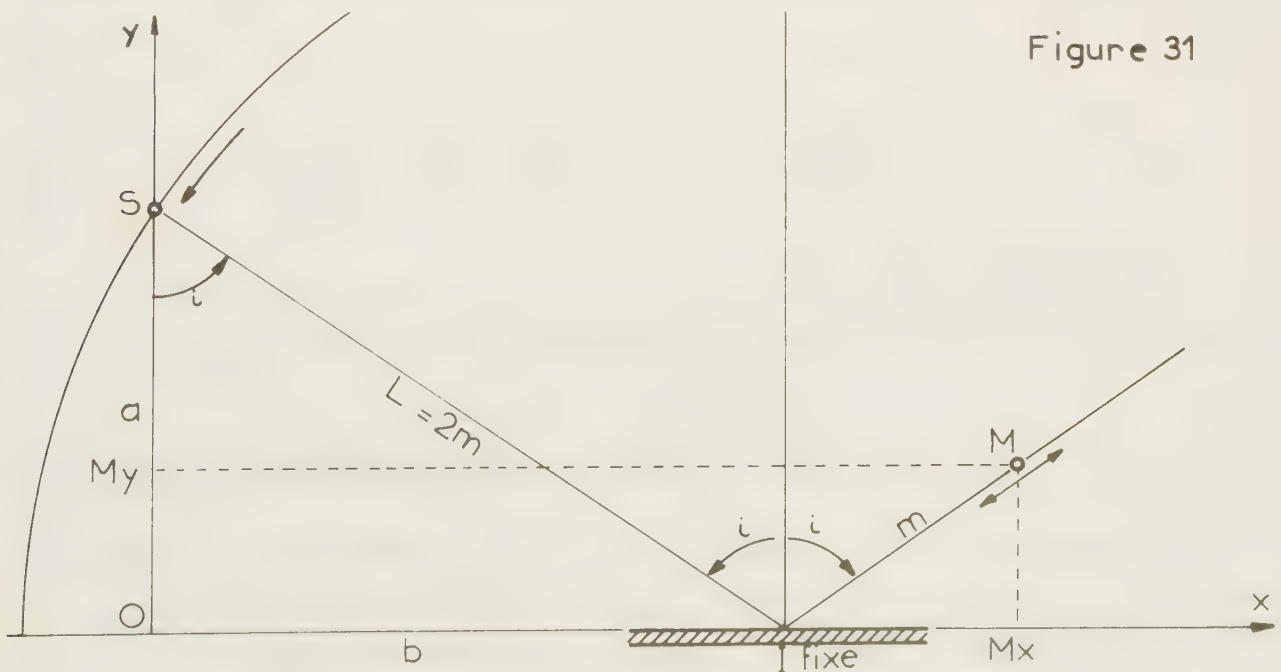


Figure 31

Dans le dièdre fixe nous avons :

$$S'M - SM = \sqrt{(a+y)^2 + x^2} - \sqrt{(a-y)^2 + x^2}$$

et en considérant le premier minimum rencontré le long du rayon IM :

$$S'M - SM = \lambda \left(+ \frac{\Delta}{2\pi} - \frac{1}{2} + k \right) \text{ avec } k = 1$$

Nous remplaçons dans ces deux inégalités les coordonnées x et y ainsi que "a" devenu variable par leurs valeurs, fonction de L, m et de l'incidence i.

Nous avons :

$$SI = L$$

$$IM = m$$

$$OS = a = L \cos i$$

$$OI = b = L \sin i$$

$$x = OI + IM_x = L \sin i + m \sin i = (L + m) \sin i$$

$$y = OM_y = MM_x = m \cos i$$

D'où :

$$S'M - SM = \sqrt{(L \cos i + m \cos i)^2 + (L + m)^2 \sin^2 i} - \sqrt{(L \cos i - m \cos i)^2 + (L + m)^2 \sin^2 i}$$

$$S'M - SM = (L + m) - \sqrt{(L - m)^2 \cos^2 i + (L + m)^2 \sin^2 i}$$

$$S'M - SM = (L + m) - \sqrt{(L + m)^2 - 4 L m \cos^2 i}$$

Donc on peut écrire :

$$\Delta = 2\pi - \frac{1}{2} + \frac{1}{\lambda} \left[(L + m) - \sqrt{(L + m)^2 - 4 L m \cos^2 i} \right]$$

Et par conséquent nous fixant l'incidence i, mesurant la distance m et sachant que L = 2 mètres dans notre expérimentation, il est aisé d'obtenir Δ.

III.5 - Limites de cette méthode pour une fréquence de test donnée

Pour que les mesures réalisées soient convenables, il faut que nous puissions avec le microphone M, détecter au moins une isopression maximale et une isopression minimale. Il faut de plus qu'au cours de cette détection, le

déplacement du microphone M soit raisonnable et que pour une mesure, les distances SM_1 et SM_2 soient du même ordre de grandeur pour n'avoir à faire qu'une correction minime.

Nous nous sommes donc imposés pour une fréquence de test donnée, une incidence

maximale à ne pas dépasser telle que $\text{tg}(\frac{\pi}{2} - i)$ pente de IM pour une incidence i soit supérieure ou égale à la pente de la quatrième asymptote de l'hyperbole ayant donc K égale à λ , longueur d'onde de la fréquence de test. Nous écrivons donc :

$$\text{tg}(\frac{\pi}{2} - i) \geq \frac{K}{\sqrt{a^2 - K^2}} \quad \text{avec } K = \lambda \quad \text{et } a = L \cos i$$

que l'on peut écrire :

$$\cotg i \geq \frac{K}{\sqrt{a^2 - K^2}} \quad \text{ou } \text{tg } i \leq \frac{\sqrt{a^2 - K^2}}{K}$$

le rapport $\frac{\sqrt{a^2 - K^2}}{K}$ étant positif on peut élever au carré

$$\text{tg } i^2 \leq \frac{a^2 - K^2}{K^2} \quad \text{tg } i^2 + 1 \leq \frac{a^2}{K^2}$$

sachant que $1 + \text{tg}^2 = \frac{1}{\cos^2}$ et que $a = L \cos i$ on peut écrire :

$$\frac{1}{\cos i^2} \leq \frac{L^2 \cos i^2}{K^2} \quad \text{ou } \frac{1}{\cos i^2} \leq \frac{L}{K} \quad \text{et donc :}$$

$$\cos i \geq \sqrt{\frac{K}{L}}$$

$$\text{et } a \leq \sqrt{K L}$$

En remplaçant K par λ , nous avons pour une fréquence de test donnée

$$i \leq \arccos \sqrt{\frac{\lambda}{L}}$$

et

$$a \geq \sqrt{\lambda L}$$

Figure 32

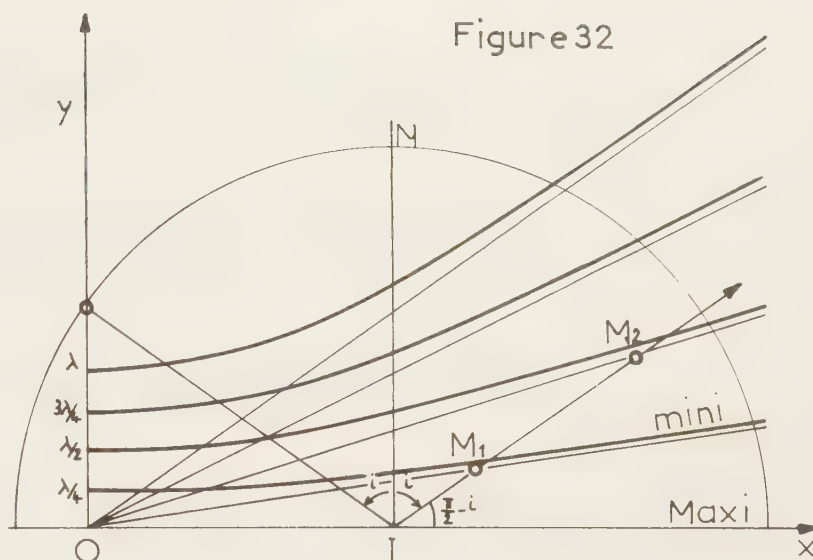
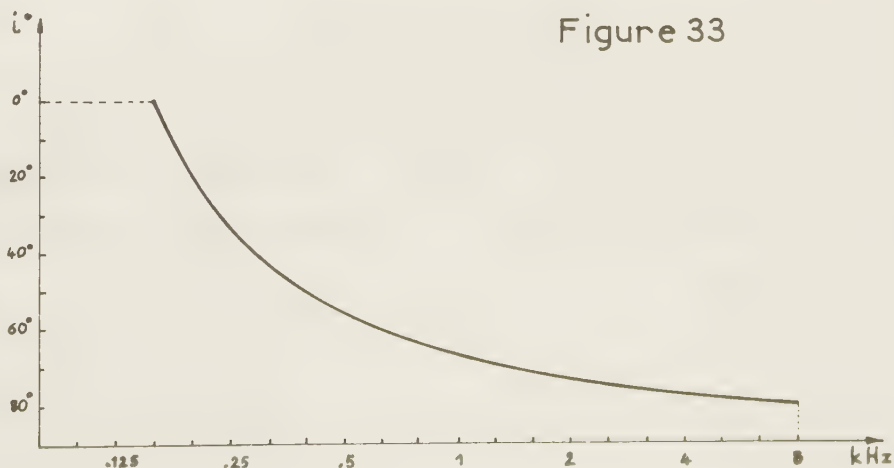


Figure 33



Autrement dit si nous nous fixons l'incidence i la fréquence minimale testée sera :

$$f \geq \frac{c}{L (\cos i)^2}$$

III.6 - Correction due à la loi en $\frac{1}{r}$

Soient $M_1 (r_1, r'_1)$ et $M_2 (r_2, r'_2)$ les points à pression minimale et maximale sur les segments IM pour une fréquence de test donnée. Avec cette méthode nous mesurons la pression maximale en M_2 et minimale en M_1 . Soit N_a le rapport de ces deux pressions, l'indice "a" voulant dire apparent. Nous avons donc :

$$N_a = \frac{P \text{ maxi en } M_2}{P \text{ mini en } M_1} \text{ mais ce rapport ne représente pas le rapport réel}$$

théorique que nous désignerons par N_r et qui lui vaut :

$$N_r = \frac{P \text{ maxi en } M_1}{P \text{ mini en } M_1}$$

Si nous prenons comme pression à 1 m, p_o , le rapport N_a s'écrit :

$$N_a = \frac{p_o \left(\frac{1}{r_2} + \frac{|g|}{r'_2} \right)}{p_o \left(\frac{1}{r_1} - \frac{|g|}{r'_1} \right)} \text{ dans lequel le facteur de réflexion } g \text{ a sa}$$

valeur théorique. Nous pouvons donc écrire :

$$|g| = \frac{\frac{N_a}{r_1} - \frac{1}{r_2}}{\frac{N_a}{r'_1} + \frac{1}{r'_2}} \text{ . Or } \alpha_r = 1 - |g|^2 \text{ d'où :}$$

$$\alpha_r = 1 - \left[\frac{\frac{N_a}{r_1} - \frac{1}{r_2}}{\frac{N_a}{r'_1} + \frac{1}{r'_2}} \right]^2 \text{ . Avec les appareils dont nous disposons on mesure soit } N_a \text{ soit } \alpha_a \text{ avec une échelle spéciale sur l'analyseur ce qui donne un résultat beaucoup plus parlant. Dans ce cas, il faut dans l'expression de } \alpha_r \text{ exprimer } N_a \text{ en fonction de } \alpha_a \text{ .}$$

Par définition nous savons que $|g| = \frac{N-1}{N+1}$ d'une façon générale donc en remplaçant dans α_a :

$$\alpha_a = 1 - |g|^2 = \frac{4}{N_a + \frac{1}{N_a} + 2} \Rightarrow N_a = \frac{-(\alpha_a - 2) + \sqrt{(\alpha_a - 2)^2 - \alpha_a^2}}{\alpha_a}$$

Ceci représente la relation entre les 2 échelles N et α de l'analyseur utilisé.

$$\text{ou } N_a = \frac{2}{\alpha_a} - 1 + \frac{2}{\alpha_a} \sqrt{1 - \alpha_a}$$

$$\text{ou } N_a = \frac{2}{\alpha_a} (1 + \sqrt{1 - \alpha_a}) - 1$$

III.7 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées

D'après ce que nous venons de voir, nous en déduirons les valeurs de α et Z :

$$\frac{\alpha}{100} = 1 - |g_r|^2 \quad Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \times \frac{1 + |g_r| e^{j\Delta}}{1 - |g_r| e^{j\Delta}}$$

avec

$$|g_r| = \frac{\frac{2}{\alpha_a} (1 + \sqrt{1 - \alpha_a}) - 1}{\sqrt{(L + m_1)^2 - 4L m_1 \cos i^2} \sqrt{(L + m_2)^2 - 4L m_2 \cos i^2}} + \frac{\frac{2}{\alpha_a} (1 + \sqrt{1 - \alpha_a}) - 1}{L + m_1} + \frac{1}{L + m_2}$$

et

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(L + m_1) - \sqrt{(L + m_1)^2 - 4L m_1 \cos i^2} \right] - \pi$$

Les valeurs fixées par l'expérience étant : L, i, ρ_o , c et les valeurs mesurées : α_a , m_1 et m_2 .

III.8 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z

* Erreur sur $|g|$

$$\Delta |g| = \left| \frac{1}{K_1} \frac{2}{2} \left[K_3 K_8 + K_4 K_9 + K_5 + K_6 \right] \right| \Delta L + \left| \frac{8 L \sin i \cos i}{K_1^2} \left[K_3 m_1 + K_4 m_2 \right] \right| \Delta i$$

$$+ \left| \frac{K_7 K_{12}}{K_1^2} \right| \Delta \alpha_a + \left| \frac{1}{K_1} \frac{2}{2} \left[K_3 K_{10} + K_5 \right] \right| \Delta m_1 + \left| \frac{1}{K_1} \frac{2}{2} \left[K_4 K_{11} + K_6 \right] \right| \Delta m_2$$

avec :

$$u_1 = L + m_1$$

$$u_2 = L + m_2$$

$$v_1 = u_1^2 - 4 L m_1 \cos i^2$$

$$v_2 = u_2^2 - 4 L m_2 \cos i^2$$

$$K_1 = N_a / u_1 + 1/u_2$$

$$K_2 = N_a / \sqrt{v_1} - 1/\sqrt{v_2}$$

$$K_3 = - N_a K_1 / 2v_1 \sqrt{v_1}$$

$$K_4 = K_1 / 2v_2 \sqrt{v_2}$$

$$K_5 = N_a K_2 / u_1^2$$

$$K_6 = K_2 / u_2^2$$

$$K_7 = \frac{2 - \alpha_a + 2 \sqrt{1 - \alpha_a}}{\alpha_a^2 \sqrt{1 - \alpha_a}}$$

$$K_8 = 2u_1 - 4m_1 \cos i^2$$

$$K_9 = 2u_2 - 4m_2 \cos i^2$$

$$K_{10} = 2u_1 - 4L \cos i^2$$

$$K_{11} = 2u_2 - 4L \cos i^2$$

$$K_{12} = K_1 / \sqrt{v_1} - K_2 / u_1$$

Exemple pour 1000 Hz des différents écarts en pourcentage de l'erreur totale $\Delta |g|$.

Tableau 20

DONNEES	ERREURS SUR LES DONNEES	% DE $\Delta g $
$L = 2 \text{ m}$	$\Delta L = 0,01 \text{ m}$	0,3 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	0,2 %
$\alpha_a = 0,87$	$\Delta \alpha_a = 0,04$	97,7 %
$m_1 = 0,103 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,005 \text{ m}$	1,4 %
$m_2 = 0,252 \text{ m}$	$\Delta m_2 = 0,005 \text{ m}$	0,4 %

* Erreur sur Δ

$$\frac{\Delta \Delta}{360^\circ} = |K_4 + K_5 K_1| \Delta L + |K_5 K_3| \Delta i + |K_6| \Delta f + |K_4 K_6| \Delta c + |K_4 + K_5 K_2| \Delta m_1$$

avec :

$$\begin{aligned} u_1 &= L + m_1 & K_3 &= 8L m_1 \sin i \cos i \\ v_1 &= u_1^2 - 4 L m_1 \cos i^2 & K_4 &= f/c \\ K_1 &= 2u_1 - 4 m_1 \cos i^2 & K_5 &= -K_4/2 \sqrt{v_1} \\ K_2 &= 2u_1 - 4L \cos i^2 & K_6 &= (u_1 - \sqrt{v_1})/c \end{aligned}$$

Influence pour 1000 Hz, des divers écarts, en % de l'erreur totale $\Delta \Delta$

Tableau 21

DONNEES	ERREURS SUR LES DONNEES	% DE $\Delta \Delta$
$L = 2 \text{ m}$	$\Delta L = 0,01 \text{ m}$	0,2 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	12,2 %
$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	1,6 %
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	9,4 %
$m_1 = 0,103 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,005 \text{ m}$	76,6 %

* Erreur sur α , R et I

$$\begin{aligned} \Delta \alpha &= 2 |g| \Delta |g| \\ \Delta R &= \left| 2 K_2 / K_1^2 \right| \Delta |g| + \left| K_3 / K_1^2 \right| \Delta \Delta & \Delta I &= \left| K_3 / |g| K_1^2 \right| \Delta |g| + \left| 2 |g| K_2 / K_1^2 \right| \Delta \Delta \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} K_1 &= 1 + |g|^2 - 2 |g| \cos \Delta \\ K_2 &= \cos \Delta (1 + |g|^2) - 2 |g| \\ K_3 &= 2 |g| (1 - |g|^2) \sin \Delta \end{aligned}$$

Influence pour 1000 Hz de $\Delta |g|$ et $\Delta \Delta$ sur ΔR , ΔI et $\Delta \alpha$.

	$\Delta g $ influe à	$\Delta \Delta$ influe à
$\Delta R \xleftarrow{\text{sur}}$	28,3 %	71,7 %
$\Delta I \xleftarrow{\text{sur}}$	78,6 %	21,4 %
$\Delta \alpha \xleftarrow{\text{sur}}$	100 %	

III.9 - Vérification expérimentale de l'application des surfaces isophases à la mesure du coefficient d'absorption α % et à la détermination de l'impédance acoustique Z avec un seul microphone

III.9.1 - Présentation

Dans cette vérification expérimentale nous avons comparé dans un premier temps, les coefficients d'absorption α % et les déphasages à la réflexion Δ° obtenus au tube de Kundt et par cette nouvelle méthode. Ensuite nous avons étudié les variations de α % et Δ° en fonction de l'incidence i et de la fréquence ainsi que les parties réelle et imaginaire de Z .

III.9.2 - Résultats

Tableaux 23.24.25 * Tableau comparatif de α % et Δ° entre le tube et la méthode des isophases.

Figure 34 * Courbes comparatives de α % à $i = 0^\circ$ entre le tube et les isophases.

Figure 35 * Courbes comparatives des Δ° à $i = 0^\circ$ entre le tube et les isophases.

Tableaux 26 à 30 * Tableau comparatif suivant $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ de α_r %, $|g|$, Δ° , R et I .

Figure 36 * Courbes comparatives des α_r % à $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ et 60°

Figure 37 * Courbes comparatives des Δ° à $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ et 60°

Figure 38 * Courbes comparatives des $(R \text{ et } I)/\cos i$ pour $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ et 60° .

Tableaux 23 et 24

Méthode des isophases $i = 0^\circ$

f en KHz	0,25	0,315	0,4	0,5	0,63	0,8	1
α_a %	48 ¹⁰	57 ⁸	63 ⁶	68 ⁵	72 ⁴	80 ³	82 ²
m_1	0,315 ^{0,005}	0,26 ^{0,003}	0,20 ^{0,005}	0,16 ^{0,005}	0,116 ^{0,005}	0,09 ^{0,005}	0,07 ^{0,005}
m_2	0,70 ^{0,01}	0,55 ^{0,01}	0,43 ^{0,005}	0,307 ^{0,001}	0,240 ^{0,005}	0,182 ^{0,005}	0,150 ^{0,005}
g	0,954 ^{0,114}	0,825 ^{0,092}	0,721 ^{0,069}	0,648 ^{0,069}	0,574 ^{0,053}	0,49 ^{0,047}	0,43 ^{0,043}
Δ°	- 13 ^{4,5}	- 7 ⁵	- 11 ^{5,5}	- 35 ^{6,5}	- 33 ⁸	- 40 ^{9,3}	- 37 ^{11,5}
α_r %	9 ²²	32 ¹⁵	48 ¹⁰	58 ⁹	67 ⁷	76 ^{6,3}	80 ⁶
R	1,761 ^{2,44}	7,441 ^{2,95}	4,602 ^{1,641}	1,619 ^{0,622}	1,829 ^{0,441}	1,553 ^{0,337}	1,649 ^{0,344}
I	- 8,413 ^{3,5}	- 4,685 ^{2,515}	- 2,637 ^{1,813}	- 2,075 ^{0,301}	- 1,705 ^{0,402}	- 1,287 ^{0,435}	- 1,120 ^{0,302}

1,25	1,6	2	2,5	3,15	4	5	6,3
84 ⁵	87 ⁵	87 ⁴	91 ⁴	94 ⁴	92 ³	96 ³	97 ²
0,052 ^{0,004}	0,044 ^{0,004}	0,034 ^{0,004}	0,027 ^{0,004}	0,022 ^{0,003}	0,018 ^{0,003}	0,015 ^{0,003}	0,012 ^{0,003}
0,121 ^{0,004}	0,096 ^{0,004}	0,08 ^{0,004}	0,062 ^{0,004}	0,052 ^{0,003}	0,042 ^{0,003}	0,032 ^{0,003}	0,025 ^{0,003}
0,412 ^{0,017}	0,374 ^{0,016}	0,374 ^{0,014}	0,304 ^{0,012}	0,245 ^{0,016}	0,283 ^{0,016}	0,20 ^{0,018}	0,173 ^{0,016}
- 39 ¹⁴	- 30 ^{14,5}	- 29 ¹⁸	- 33 ²²	- 23 ²¹	- 16 ²⁶	- 21 ³³	- 16 ⁴¹
83 ⁶	86 ⁶	86 ⁵	90 ^{4,5}	94 ⁴	92 ³	96 ³	97 ²
1,568 ^{0,357}	1,748 ^{0,467}	1,771 ^{0,527}	1,558 ^{0,441}	1,544 ^{0,452}	1,716 ^{0,516}	1,44 ^{0,46}	1,391 ^{0,407}
- 0,980 ^{0,279}	- 0,76 ^{0,409}	- 0,748 ^{0,36}	- 0,569 ^{0,335}	- 0,314 ^{0,369}	- 0,291 ^{0,396}	- 0,215 ^{0,33}	- 0,137 ^{0,283}

Tableaux 25 et 26

Méthode de Kundt $i = 0^\circ$

f en KHz	0,25	0,315	0,4	0,5	6,3	0,8	1
g	0,812 ^{0,062}	0,707 ^{0,05}	0,648 ^{0,039}	0,566 ^{0,044}	0,50 ^{0,05}	0,434 ^{0,046}	0,412 ^{0,053}
Δ°	- 24 ⁴	- 30 ⁵	- 36 ⁵	- 42 ⁶	- 42 ⁸	- 42 ⁹	- 37 ⁹
α %	34 ¹⁰	50 ⁷	58 ⁵	68 ⁵	75 ⁵	81 ⁵	83 ⁴
R	1,938 ^{0,952}	1,817 ^{0,819}	1,562 ^{0,345}	1,419 ^{0,284}	1,480 ^{0,276}	1,494 ^{0,242}	1,623 ^{0,264}
I	- 3,759 ^{0,875}	- 2,568 ^{0,516}	- 2,051 ^{0,311}	- 1,581 ^{0,253}	- 1,32 ^{0,216}	- 1,07 ^{0,188}	- 0,969 ^{0,213}

1,25	1,6	2	2,5	3,15	4	5	6,3
0,374 ^{0,054}	0,361 ^{0,054}	0,361 ^{0,042}	0,30 ^{0,05}	0,30 ^{0,05}	0,265 ^{0,057}	0,141 ^{0,074}	0,071 ^{0,074}
- 30 ¹²	- 34 ¹⁵	- 27 ¹⁵	- 33 ¹⁷	- 37 ²¹	- 24 ²⁴	- 37 ³⁰	- 24 ³⁰
86 ⁴	87 ⁴	87 ³	91 ³	91 ³	93 ¹	98 ²	99,5 ¹
1,748 ^{0,326}	1,636 ^{0,388}	1,786 ^{0,424}	1,551 ^{0,347}	1,49 ^{0,319}	1,587 ^{0,461}	1,233 ^{0,215}	1,137 ^{0,108}
- 0,76 ^{0,304}	- 0,759 ^{0,278}	- 0,673 ^{0,291}	- 0,557 ^{0,251}	- 0,591 ^{0,224}	- 0,368 ^{0,223}	- 0,214 ^{0,21}	- 0,066 ^{0,104}

COMPARAISON METHODE DES ISOPHASES - TUBE DE KUNDT

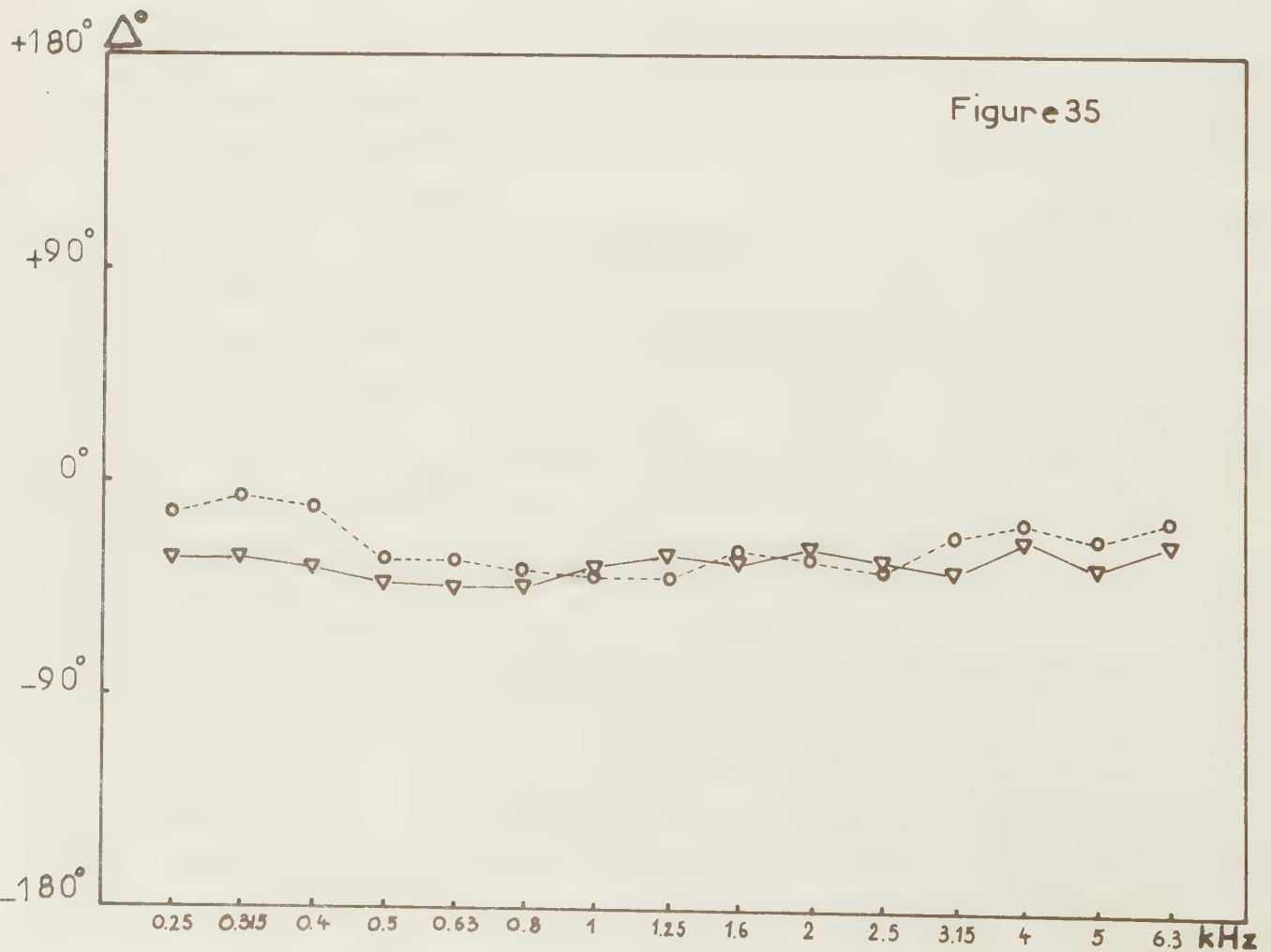
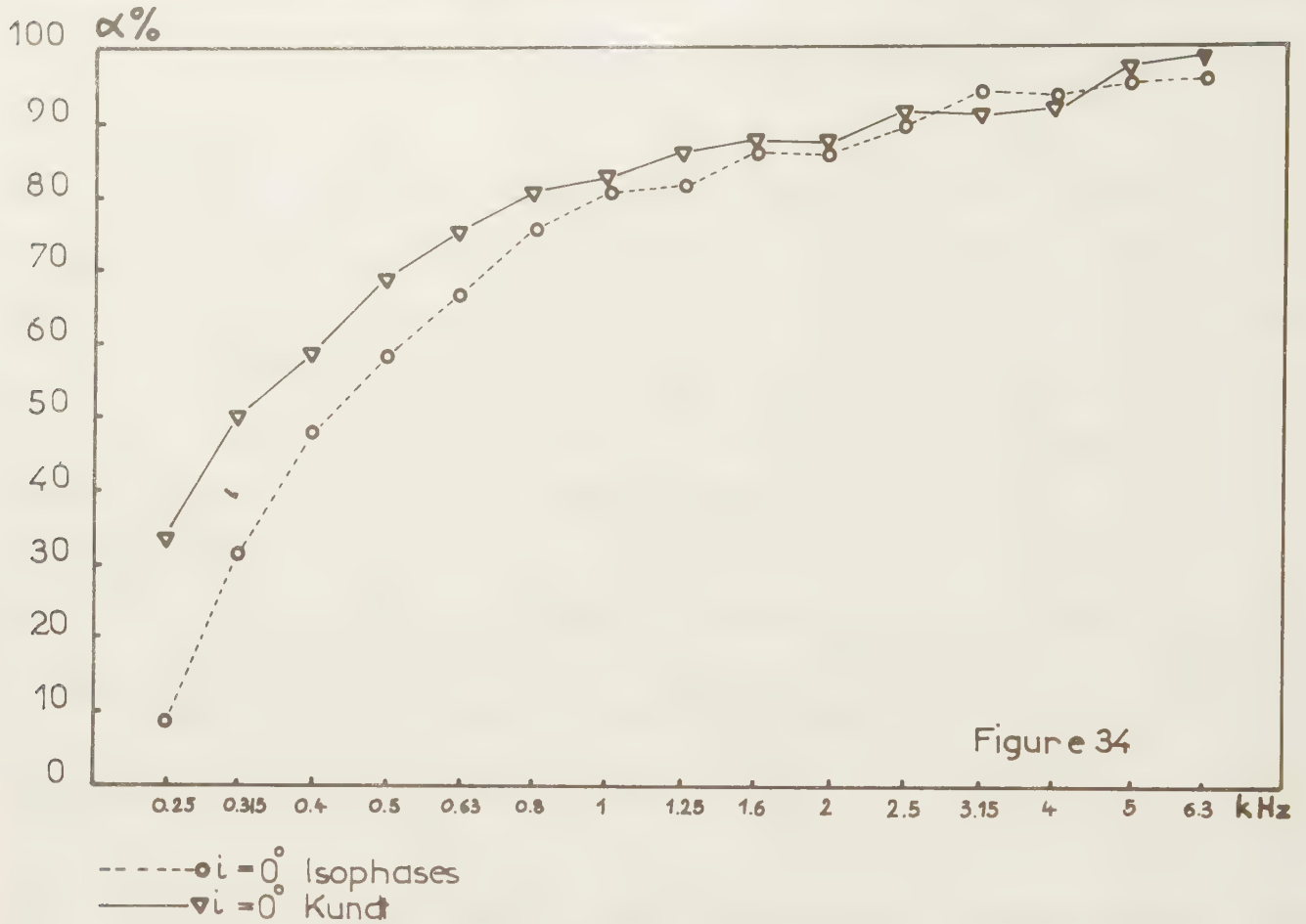


Tableau 26

i = 0°

f en KHz	0,5	1	2	4	8
α_a %	68 ⁰	82 ⁵	87 ⁴	92 ³	98 ²
m_1	0,137 ^{0.005}	0,07 ^{0.005}	0,034 ^{0.004}	0,018 ^{0.003}	0,010 ^{0.003}
m_2	0,307 ^{0.005}	0,150 ^{0.005}	0,08 ^{0.004}	0,042 ^{0.003}	0,021 ^{0.003}
g	0,648 ^{0.064}	0,45 ^{0.062}	0,374 ^{0.061}	0,283 ^{0.056}	0,141 ^{0.072}
Δ°	- 35 ^{6,5}	- 37 ^{11,5}	- 29 ¹⁸	- 16 ²⁶	- 8 ⁵²
α_r %	58 ⁹	80 ⁶	86 ⁵	92 ³	98 ²
R	1,619 ^{0.612}	1,649 ^{0.344}	1,771 ^{0.527}	1,716 ^{0.516}	1,321 ^{0.411}
I	- 2,075 ^{0.701}	- 1,12 ^{0.302}	- 0,748 ^{0.16}	- 0,291 ^{0.390}	- 0,053 ^{0.265}

Tableau 27

i = 20°

f en KHz	0,5	1	2	4	8
α_a %	72 ⁶	84 ⁵	88 ⁴	95 ³	98 ²
m_1	0,15 ^{0.005}	0,077 ^{0.005}	0,036 ^{0.004}	0,020 ^{0.003}	0,010 ^{0.003}
m_2	0,35 ^{0.005}	0,175 ^{0.005}	0,085 ^{0.004}	0,046 ^{0.003}	0,022 ^{0.003}
g	0,59 ^{0.071}	0,42 ^{0.071}	0,361 ^{0.062}	0,225 ^{0.070}	0,141 ^{0.053}
Δ°	- 40 ⁶	- 37 ¹¹	- 39 ¹⁶	- 24 ²⁴	- 31 ⁴⁶
α_r %	65 ^{8,5}	82 ⁶	87 ^{4,5}	95 ³	98 ²
R	1,468 ^{0.374}	1,716 ^{0.161}	1,528 ^{0.36}	1,485 ^{0.40}	1,257 ^{0.421}
I	- 1,708 ^{0.397}	- 0,979 ^{0.163}	- 0,798 ^{0.25}	- 0,286 ^{0.312}	- 0,185 ^{0.232}

Tableau 28

i = 40°

f en KHz	0,5	1	2	4	8
α_a %	78 ⁶	87 ⁴	94 ³	97 ²	99 ¹
m_1	0,23 ^{0.005}	0,103 ^{0.005}	0,052 ^{0.004}	0,024 ^{0.004}	0,011 ^{0.003}
m_2	0,50 ^{0.005}	0,252 ^{0.005}	0,135 ^{0.005}	0,059 ^{0.004}	0,030 ^{0.003}
g	0,548 ^{0.015}	0,387 ^{0.061}	0,245 ^{0.065}	0,173 ^{0.060}	0,1 ^{0.051}
Δ°	- 44 ⁵	- 59 ⁸	- 55 ^{11,5}	- 66 ²¹	- 73 ³¹
α_r %	70 ⁸	85 ⁵	94 ^{3,5}	97 ²	99 ¹
R	1,367 ^{0.286}	1,132 ^{0.179}	1,207 ^{0.134}	1,091 ^{0.135}	1,04 ^{0.110}
I	- 1,487 ^{0.337}	- 0,883 ^{0.198}	- 0,515 ^{0.195}	- 0,356 ^{0.151}	- 0,201 ^{0.174}

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur

Tableau 29

$i = 50^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
$\alpha_a \%$	77 ⁰	95 ⁴	96 ⁴	97 ³	97 ¹
m_1	0,32 ^{0.005}	0,135 ^{0.005}	0,067 ^{0.004}	0,027 ^{0.003}	0,011 ^{0.003}
m_2	0 ^{0.005}	0,41 ^{0.005}	0,17 ^{0.004}	0,08 ^{0.003}	0,036 ^{0.003}
$ g $	0,502 ^{0.072}	0,265 ^{0.12}	0,224 ^{0.104}	0,173 ^{0.079}	0,102 ^{0.051}
Δ°	- 53 ⁴	- 65 ⁶	- 72 ⁹	- 82 ¹⁵	- 121 ²¹
$\alpha_r \%$	75 ^{7.5}	93 ⁶	95 ^{6.5}	97 ¹	99 ¹
R	1,155 ^{0.449}	1,099 ^{0.113}	1,042 ^{0.112}	0,988 ^{0.136}	0,887 ^{0.104}
I	- 1,238 ^{0.242}	- 0,568 ^{0.190}	- 0,467 ^{0.217}	- 0,349 ^{0.201}	- 0,157 ^{0.111}

Tableau 30

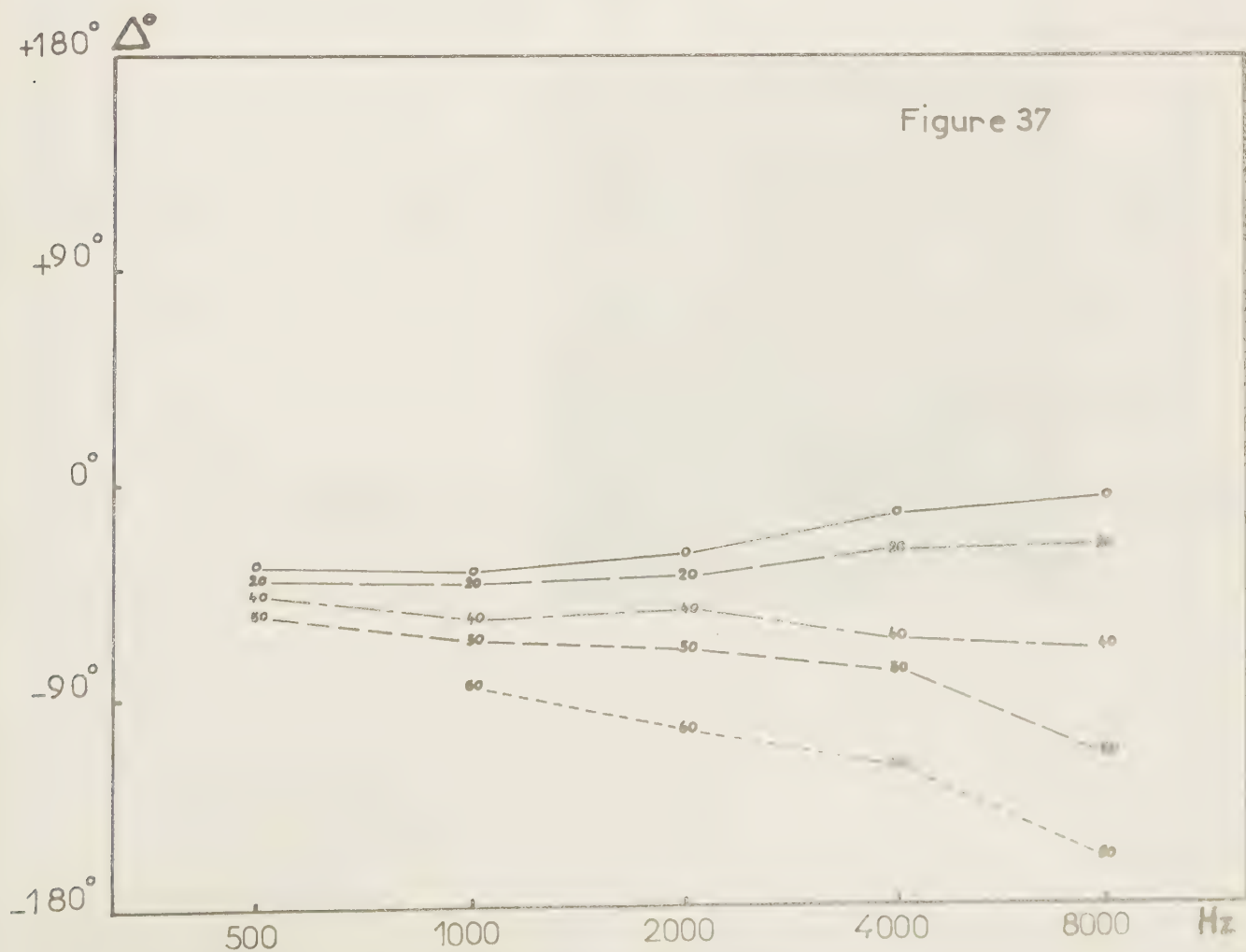
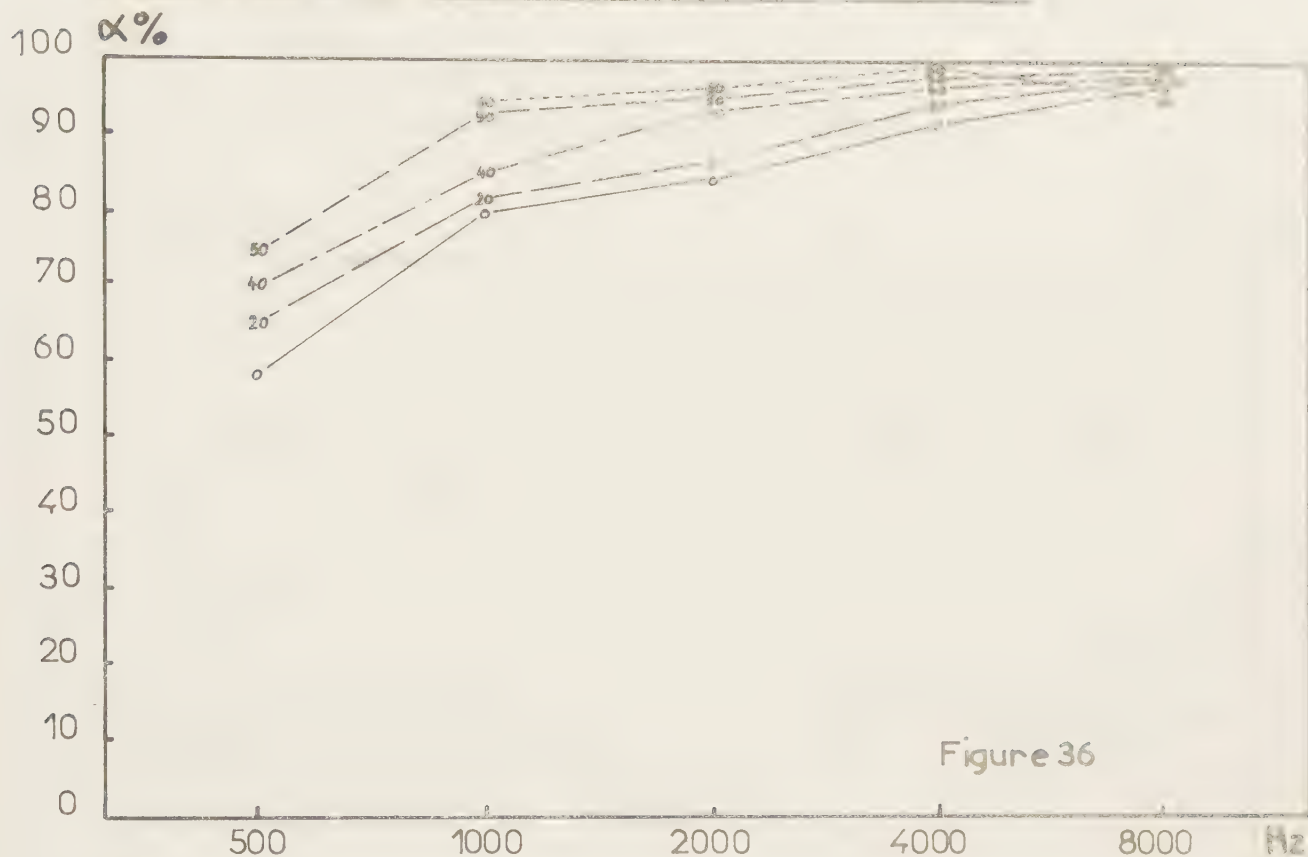
$i = 60^\circ$

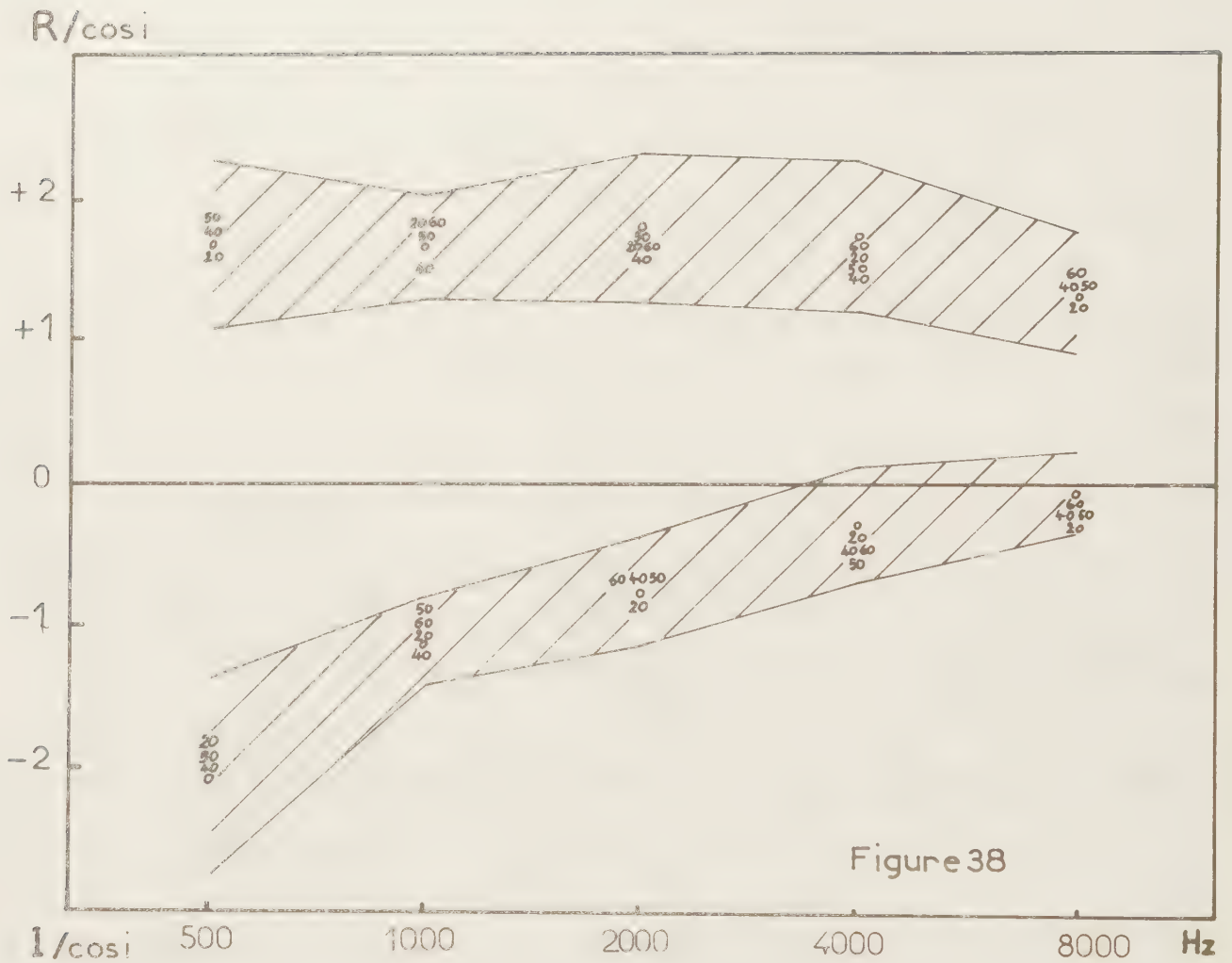
f en KHz	0,5	1	2	4	8
$\alpha_a \%$		95 ⁴	96 ³	97 ²	97 ¹
m_1		0,19 ^{0.004}	0,064 ^{0.003}	0,050 ^{0.003}	0,091 ^{0.001}
m_2		0,497 ^{0.005}	0,232 ^{0.004}	0,130 ^{0.004}	0,046 ^{0.003}
$ g $		0,245 ^{0.034}	0,12 ^{0.077}	0,173 ^{0.06}	0,173 ^{0.052}
Δ°		- 86 ^{4.5}	- 105 ^{5.5}	- 119 ¹⁰	- 161 ²⁰
$\alpha_r \%$		94 ⁵	96 ^{3.5}	97 ²	97 ¹
R		0,916 ^{0.12}	0,84 ^{0.105}	0,81 ^{0.104}	0,715 ^{0.083}
I		- 0,477 ^{0.173}	- 0,338 ^{0.121}	- 0,253 ^{0.101}	- 0,083 ^{0.077}

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

METHODE DES ISOPHASES AVEC UN SEUL MICROPHONE

Comparaison des $\alpha\%$ et Δ° en fonction de l'incidence





ISOPHASES

○ $i = 0^\circ$
○ $i = 20^\circ$

○ $i = 40^\circ$
○ $i = 50^\circ$

○ $i = 60^\circ$

/// $i = 0^\circ$ marge d'erreur

COMPARAISON DES IMPEDANCES — Méthode des isophases

III.9.3 - Avantages et inconvénients de cette méthode basée sur les surfaces isophases et mesure avec un seul microphone.

- Avantages

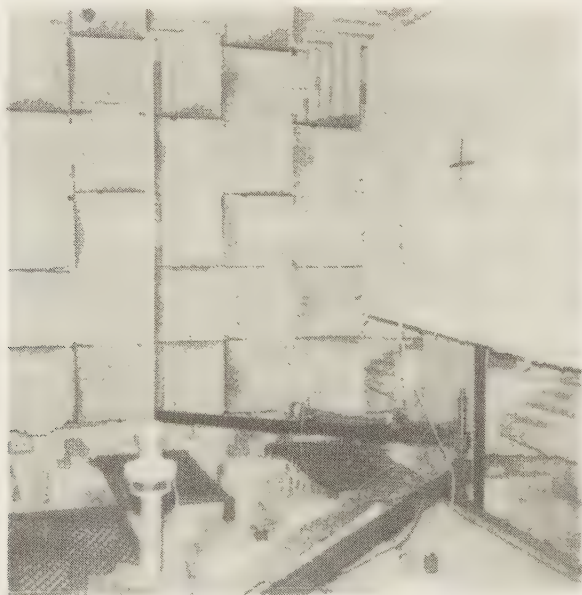
- * Possibilité théorique de tester à toutes les incidences de 0° à 90°
- * Utilisation d'isophases proches de l'échantillon quelle que soit l'incidence donc corrections à effectuées faibles.
- * Zone de l'échantillon testé toujours la même.

- Inconvénients

- * Calculs importants pour obtenir α et Z avec correction.
- * Mesure délicate des distances m_1 et m_2 avec une bonne précision.
- * Limite, pour des incidences supérieures à 45° , à des hautes fréquences

III.9.4 - Réalisation technique

Photo 5



III.9.5 - Conclusion

L'introduction des surfaces isophases vient de prouver, dans cette méthode, son efficacité. Nous possédons là une méthode qui non seulement ne se limite plus aux incidences inférieures à 45° comme les précédentes, mais de plus permet de faire des mesures de α et Z sans précaution particulière à i compris entre 0° et 45° et au delà de 45° . Cependant pour des incidences importantes supérieures à 60° nous sommes limités aux hautes fréquences pour les tests. C'est en espérant lever cette insuffisance que nous avons mis au point la méthode suivante qui n'est finalement qu'une variante de celle-ci.

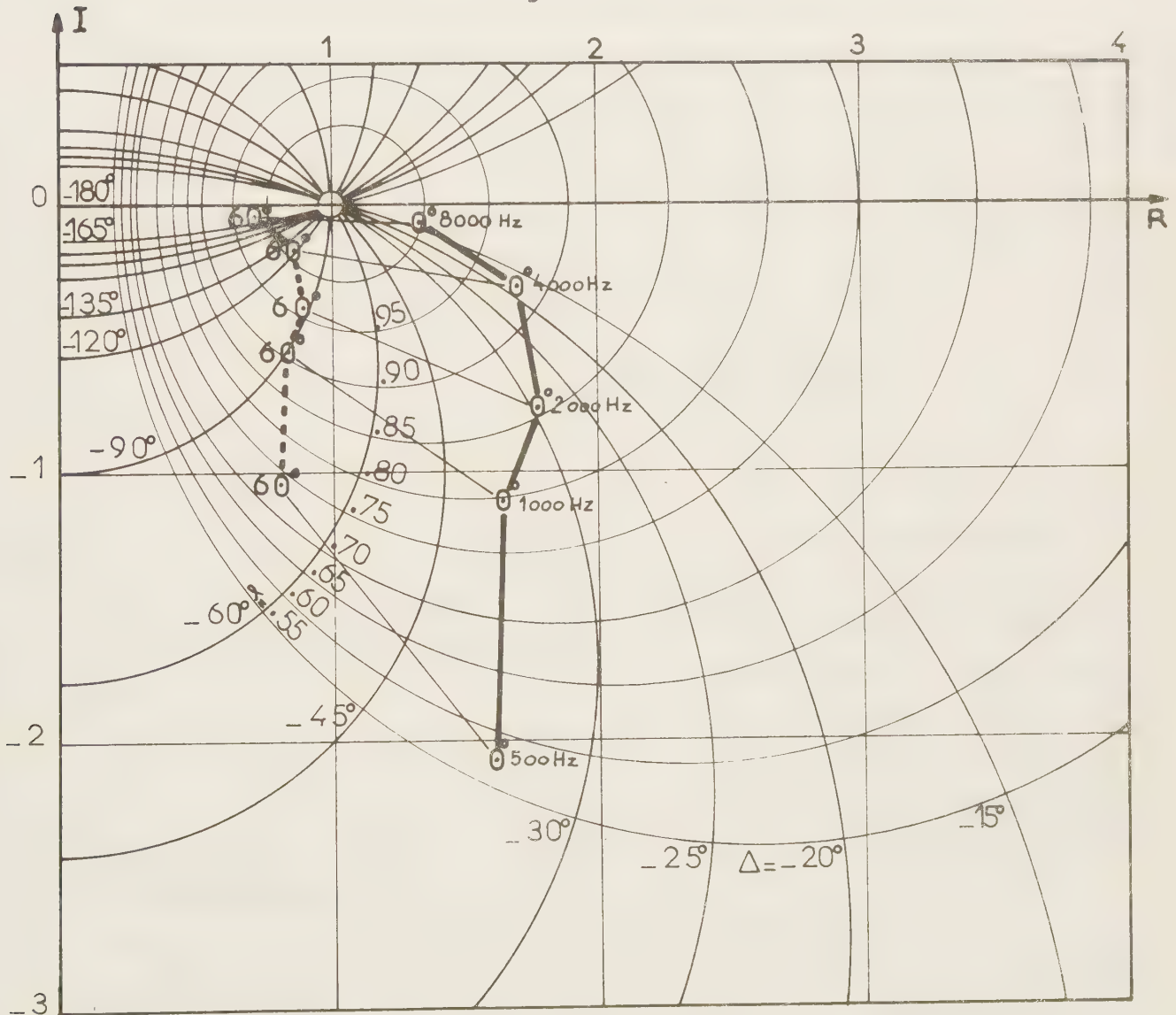
Si maintenant nous considérons les valeurs $R/\cos i$ et $I/\cos i$ pour les différentes incidences, et puisque les parties réelles de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$ sont supérieures à 1 en incidence normale, nous pouvons observer que les valeurs $R/\cos i$ et $I/\cos i$, quelle que soit la fréquence, sont très proches les unes des autres. Ceci confirme bien nos hypothèses de départ et nous permet de dire que pour une même méthode nous pouvons effectivement calculer α_i oblique à partir de $\alpha_\perp$ normal en fonction de $Z_i = Z_\perp \cos i$. Cette relation est en effet vérifiée à 10 % près environ ce qui fait sensiblement 5 % sur α et 10 % sur Δ dans le cas de la laine de verre testée. Ces pourcentages d'erreur sont égaux ou inférieurs aux marges obtenues directement sur les valeurs de α et Δ ce qui est appréciable.

Enfin, nous pouvons observer sur les courbes α % et Δ° en fonction de la fréquence que si α croît avec l'incidence il en est de même pour la valeur absolue du déphasage à la réflexion Δ . Analysons avec précision ce qui se passe à partir de l'abaque donnant dans le plan $R, I, \alpha = \text{cste}$ et $\Delta = \text{cste}$. Tout d'abord reportons sur cet abaque les valeurs $R_\perp$ et $I_\perp$ pour l'incidence normale avec la méthode des isophases aux fréquences 500, 1000, 2000, 4000 et 8000 Hz. Si nous appliquons la relation $Z_i = Z_\perp \cos i$ nous obtenons les points "60" pour $i = 60^\circ$ à partir des points "0" pour $i = 0^\circ$. Observons les α théoriques ainsi obtenus. Nous nous apercevons qu'il existe un tassement de l'augmentation de α en fonction de l'incidence i aux alentours de 60° et même pour le test à 8000 Hz il y a une légère diminution de l'absorption. Nous observons ces mêmes phénomènes sur les résultats expérimentaux, les valeurs de α obtenues expérimentalement étant proches des valeurs de α théoriques pour $i = 60^\circ$ par exemple et toujours dans la limite des marges d'erreur. Si maintenant nous observons les valeurs de $|\Delta|$ théoriques nous voyons qu'elles augmentent avec l'incidence et la fréquence.

C'est exactement ce qui se produit avec les résultats expérimentaux. Quant à la comparaison des valeurs de Δ obtenues expérimentalement et avec la relation $Z_i = Z_1 \cos i$ pour $i = 60^\circ$, elle est très positive : les valeurs comparées étant proches les unes des autres et toujours dans la limite des marges d'erreur.

Ces résultats confirment donc une nouvelle fois l'hypothèse selon laquelle nous pouvons calculer α_i et Δ_i à partir de leur valeur en incidence normale α_1 et Δ_1 .

Figure 39



ABAQUE DES IMPEDANCES—METHODE DES ISOPHASES

Valeurs des impédances pour $i=60^\circ$ à partir de leurs valeurs pour $i=0^\circ$

- Chapitre IV -

Application des surfaces isophases, à la mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z sous incidence oblique, avec pression de référence p_0 .

IV.1 - Présentation

Dans la méthode que nous venons d'étudier au chapitre III, l'un des ennuis majeurs rencontré limitant la méthode, se produit en incidence très oblique et en basse fréquence où nous devons déplacer le microphone M le long de IM d'un maximum à un minimum de pression. Nous améliorerions la méthode d'une façon importante si nous pouvions nous servir uniquement d'un minimum ou d'un maximum et non des deux pour une même mesure. C'est ce que nous avons fait dans cette méthode en nous servant d'une pression de référence p_0 .

IV.2 - Schéma de Principe

La source S et le microphone M se déplacent toujours symétriquement par rapport à la normale IN au plan de l'échantillon. Donc le rayon sonore SI est réfléchi suivant IM. Nous recherchons avec le microphone M soit un maximum de pression soit un minimum le long de IM.

Avec le microphone M_0 placé sur un cercle centré en S et de rayon $SM_0 = 1$ m nous mesurons le pression sonore de l'expérience à la distance unité p_0 . La position de M_0 étant imposée par la position de l'échantillon et les dimensions intérieures de la Chambre Sourde.

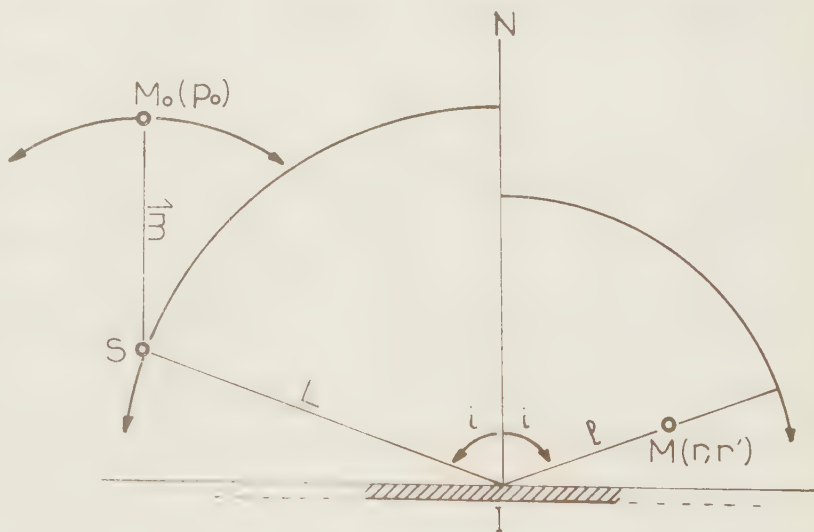


Figure 40

1er Cas

Si avec le microphone M nous détectons une pression maximale le long de IM, nous écrivons :

$$|P_{(M)}| = \frac{|p_o|}{r} + \frac{|g| |p_o|}{r'}$$

Connaissant $|P_{(M)}|$, $|p_o|$, r et r' on en déduit $|g|$ en écrivant :

$$|g| = \left(\frac{|P_{(M)}|}{|p_o|} - \frac{1}{r} \right) r'$$

Pour ce qui est des phases nous avons pour un maximum en M

$$P_{(M)} = \frac{|p_o|}{r} e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} + |g| \frac{|p_o|}{r'} e^{j[\omega(t - \frac{r'}{c}) + \Delta]}$$

avec égalité des phases donc :

$$\omega \left(-\frac{r}{c} \right) = \omega \left(-\frac{r'}{c} \right) + \Delta \pm 2k\pi \text{ avec ici } k = 1 \text{ au premier maximum}$$

$$\Delta = \frac{\omega}{c} (r' - r) - 2\pi \text{ ou sous une autre forme car } \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\Delta = 2\pi \left[\frac{r - r'}{\lambda} - 1 \right]$$

2ème Cas

Si avec le microphone M nous détectons un premier minimum le long de IM nous écrivons d'une façon analogue :

$$|g| = - \left(\frac{|P_{(M)}|}{|p_o|} - \frac{1}{r} \right) r'$$

et

$$\Delta = 2\pi \left[\frac{r' - r}{\lambda} - \frac{1}{2} \right]$$

Les valeurs de r et r' en fonction de l'incidence i et de la longueur $IM = m$ étant :

$$r' = L + m$$

$$r = \sqrt{(L + m)^2 - 4 L m \cos^2 i}$$

IV.3 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées

D'après les calculs que nous venons d'effectuer, nous pouvons écrire :

$$\frac{\alpha}{100} = 1 - |g|^2$$

$$Z = \frac{\rho_o c}{\cos i} \frac{1 + |g| e^{j\Delta}}{1 - |g| e^{j\Delta}}$$

Avec pour un point M appartenant à une isophasse à pression maximale

$$|g| = \left[\frac{|P_M|}{|P_O|} - \frac{1}{\sqrt{(L+m)^2 - 4 L m \cos^2 i}} \right] (L+m)$$

$$\text{et } \Delta = 2 \pi \left[\frac{(L+m) - \sqrt{(L+m)^2 - 4 L m \cos^2 i}}{\lambda} - 1 \right]$$

avec $\frac{|P_M|}{|P_O|} = 10^{\frac{N_M - N_{P_O}}{20}}$
 N_M et N_{P_O} niveaux en décibels au point M et à 1 m de la source.

et avec pour un point M appartenant à une isophasse à pression minimale

$$|g| = \left[\frac{1}{\sqrt{(L+m)^2 - 4 L m \cos^2 i}} - \frac{|P_M|}{|P_O|} \right] (L+m)$$

$$\text{et } \Delta = 2\pi \left[\frac{(L+m) - \sqrt{(L+m)^2 - 4 L m \cos^2 i}}{\lambda} - \frac{1}{2} \right]$$

Les grandeurs fixées pour le test étant : L , i , ρ_o , c et f ,
 et les grandeurs mesurées : $|N_M|$, $|N_{P_O}|$, m .

IV.4 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z .

* Erreur sur $|g|$

$$\Delta |g| = |K_1 + K_3 K_4| \Delta L + |K_3 K_6| \Delta i + |K_2| \Delta N_m + |K_2| \Delta N_{P_O} + |K_1 + K_3 K_5| \Delta m$$

avec : $u = L + m$

$$v = u^2 - 4 L m \cos i^2$$

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{v}} - 10 \frac{N_M - N_{Po}}{20}$$

$$K_2 = \frac{- 2,3 u \cdot 10 \frac{N_M - N_{Po}}{20}}{20}$$

$$K_3 = - u/v \sqrt{v}$$

$$K_4 = 2u - 4m \cos i^2$$

$$K_5 = 2u - 4 L \cos i^2$$

$$K_6 = 8 L m \sin i \cos i$$

Influence, pour 1000 Hz et $i = 40^\circ$, des divers écarts, en pourcentage de l'erreur totale $\Delta |g|$.

Tableau 31

DONNEES	ERREURS SUR LES DONNEES	% de $\Delta g $
$L = 2 \text{ m}$	$\Delta L = 0,01 \text{ m}$	4,2 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	0,7 %
$N_{m_1} = 53,5 \text{ dB}$	$\Delta N_{m_1} = 0,5 \text{ dB}$	48,1 %
$N_{Po} = 63,6 \text{ dB}$	$\Delta N_{Po} = 0,5 \text{ dB}$	45,4 %
$m_1 = 0,103 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,005 \text{ m}$	1,6 %

* Erreur sur Δ

$$\frac{\Delta \Delta}{360^\circ} = |K_4 + K_1 K_5| \Delta L + |K_5 K_3| \Delta i + |K_6| \Delta f + |K_4 K_6| \Delta c + |K_4 + K_5 + K_2| \Delta m_1$$

avec : $u_1 = L + m_1$

$$v_1 = u_1^2 - 4 L m_1 \cos i^2$$

$$K_1 = 2 u_1 - 4 m_1 \cos i^2$$

$$K_2 = 2 u_1 - 4 L \cos i^2$$

$$K_3 = 8 L m_1 \sin i \cos i$$

$$K_4 = f/c$$

$$K_5 = - K_4 / 2 \sqrt{v_1}$$

$$K_6 = \frac{u_1 - \sqrt{v_1}}{c}$$

Influence, pour 1000 Hz et $i = 40^\circ$, des divers écarts, en % de l'erreur totale $\Delta \Delta$.

Tableau 32

DONNEES	ERREURS SUR LES DONNEES	% de $\Delta \Delta$
$L = 2 \text{ m}$	$\Delta L = 0,01 \text{ m}$	0,2 %
$i = 40^\circ$	$\Delta i = 0,25^\circ$	12,2 %
$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	1,6 %
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	9,4 %
$m_1 = 0,103 \text{ m}$	$\Delta m_1 = 0,005 \text{ m}$	76,6 %

* Erreur sur α , R et I parties réelles et imaginaires de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$

$$\Delta \alpha = 2 |g| \Delta |g|$$

$$\Delta R = \left| 2 K_2 / K_1^2 \right| \Delta |g| + \left| K_3 / K_1^2 \right| \Delta \Delta \quad \Delta I = \left| K_3 / |g| K_1^2 \right| \Delta |g| + \left| 2 |g| K_2 / K_1^2 \right| \Delta \Delta$$

avec : $K_1 = 1 + |g|^2 - 2 |g| \cos \Delta$

$$K_2 = \cos \Delta (1 + |g|^2) - 2 |g|$$

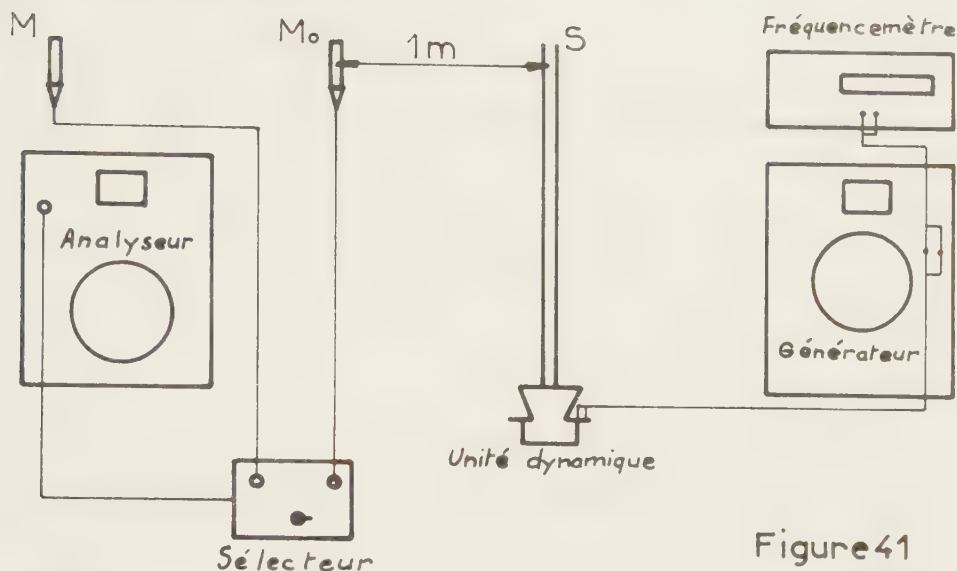
$$K_3 = 2 |g| (1 - |g|^2) \sin \Delta$$

Influence pour 1000 Hz et $i = 40^\circ$ de $\Delta |g|$ et $\Delta \Delta$ sur ΔR , ΔI et $\Delta \alpha$.

Tableau 33

	$\Delta g $ influe à	$\Delta \Delta$ influe à
ΔR sur	32,5 %	67,5 %
ΔI sur	85,2 %	14,8 %
$\Delta \alpha$ sur	100 %	

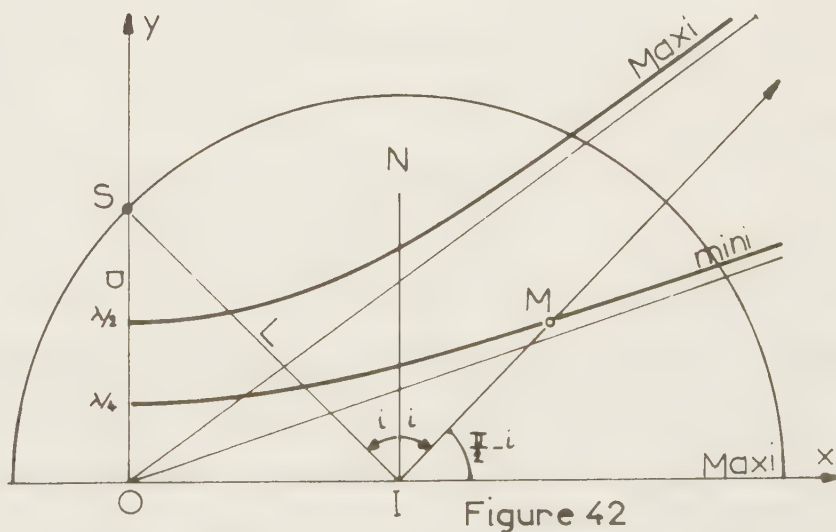
IV.5 - Schéma de mesure



Le signal sinusoïdal de la fréquence de test est transmis par le générateur à l'unité dynamique S. Les microphones M_0 à 1m de S et M détectent les pressions recherchées p_0 (pour M_0) et p_{maxi} ou p_{mini} pour M et les transmettent à l'analyseur après choix au sélecteur.

IV.6 - Limites de la méthode pour une fréquence de test donnée

Dans la méthode précédente du chapitre III nous devions détecter un minimum et un maximum. Il suffit maintenant de détecter un minimum ou un maximum. Donc il est plus facile pour une incidence donnée de tester à des fréquences plus basses que dans la méthode précédente.



Nous nous sommes donc imposés cette fois ci pour une fréquence de test donnée, une incidence maximale à ne pas dépasser telle que $\text{tg}(\frac{\pi}{2} - i)$ pente de IM pour une incidence i soit supérieure ou égale à la pente de la 2ème assymptote de l'hyperbole ayant donc K égale à $\lambda/2$, λ longueur d'onde de la fréquence de test.

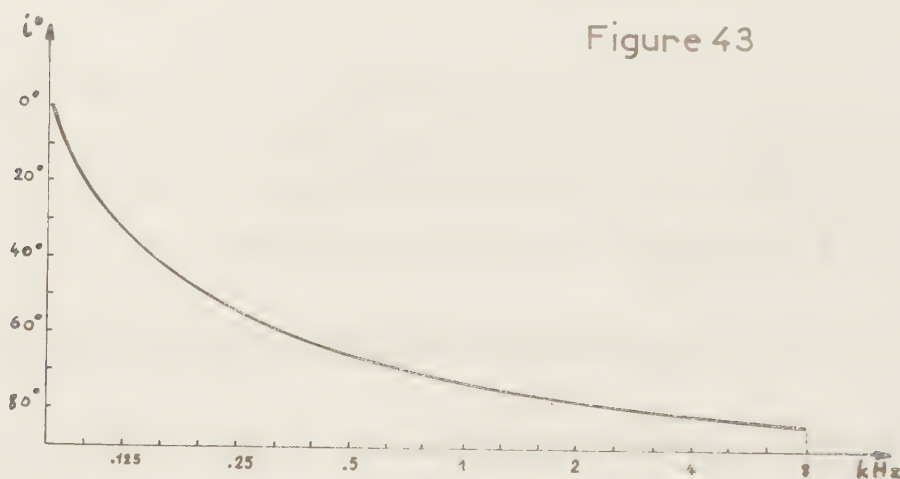
Nous pouvons donc écrire :

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - i \right) \geq \frac{K}{\sqrt{\frac{a^2}{2} - K^2}} \quad \text{avec } K = \lambda \cdot f \text{ et } a = L \cos i$$

Ce qui donne $\cos i \geq \sqrt{\frac{K}{L}}$ donc $\cos i \geq \sqrt{\frac{\lambda}{2L}}$ et $i \leq \arccos \sqrt{\frac{\lambda}{2L}}$

Autrement dit, si nous nous fixons l'incidence i , la fréquence minimale testée sera :

$$f \geq \frac{c}{2 L (\cos i)^2} \quad \text{ce qui revient à tester à une fréquence 2 fois plus petite que dans la méthode précédente.}$$



IV.7 - Vérification expérimentale avec pression de référence p_0

IV.7.1 - Présentation

Dans cette vérification nous avons étudié les variations du coefficient d'absorption α % et du déphasage à la réflexion Δ° en fonction de l'incidence i avec d'abord les isophases à pression minimale puis ensuite avec celles à pression maximale.

IV.7.2 - Résultats

Tableaux 34.38 * Tableau comparatif des α_r %, $|g|$, Δ° et $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$ avec les minima

Figure 44 * Courbes comparatives des α_r % en fonction de $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$

Figure 45 * Courbes comparatives des Δ° en fonction de $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$

Tableaux 39.43 * Tableau comparatif des α_r %, $|g|$, Δ° et $\frac{Z}{\rho_o c}$ cosi avec les maxima

Figure 46 * Courbes comparatives des α_r % en fonction de $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$

Figure 47 * Courbes comparatives des Δ° en fonction de $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$

Tableau 34

$i = 0^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N_{mini} dB	38,7	52,4	42,4	54,8	46,5
N_{Po} dB	51,2	62,4	52,8	63,5	53,6
m_1	0,137	0,070	0,034	0,018	0,01
$ g $	0,630	0,418	0,420	0,277	0,122
Δ°	- 35	- 32	- 36	- 28	- 11
α_r %	60,5	82,5	82,5	92,5	98,5
R	1,653	1,772	1,658	1,571	1,271
I	- 1,981	- 0,951	- 0,994	- 0,443	- 0,06

Tableau 35

$i = 20^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N_{mini} dB	40	52,6	53,5	46	46,9
N_{Po} dB	52	62,6	63	54,2	54,8
m_1	0,150	0,077	0,036	0,020	0,010
$ g $	0,599	0,412	0,35	0,232	0,199
Δ°	- 41	- 37	- 46	- 31	- 30
α_r %	64	83	88	95	96
R	1,41	1,623	1,379	1,442	1,382
I	- 1,729	- 0,969	- 0,791	- 0,364	- 0,286

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

- 106 -
Tableau 36

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N _{mini} dB	41,5 ^{0,5}	53,5 ^{0,5}	45,7 ^{0,5}	47 ^{0,5}	48,3 ^{0,5}
N _{Po} dB	53,3 ^{0,5}	63,6 ^{0,5}	54 ^{0,5}	54,4 ^{0,5}	53,6 ^{0,5}
m _l	0,23 ^{0,005}	0,103 ^{0,005}	0,052 ^{0,004}	0,024 ^{0,003}	0,011 ^{0,001}
g	0,557 ^{0,024}	0,4 ^{0,083}	0,241 ^{0,097}	0,151 ^{0,105}	0 ^{0,131}
Δ°	- 44 ⁵	- 55 ⁸	- 52 ^{11,5}	- 61 ²¹	- 71 ³¹
α _r %	69 ^{8,5}	84 ^{6,5}	94 ⁵	98 ³	100 ^{2,5}
R	1,355 ^{0,293}	1,198 ^{0,213}	1,237 ^{0,192}	1,115 ^{0,147}	1 ^{0,055}
I	- 1,521 ^{0,317}	- 0,935 ^{0,270}	- 0,499 ^{0,297}	- 0,301 ^{0,250}	0 ^{0,266}

Tableau 37

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N _{mini} dB	41 ^{0,5}	46,3 ^{0,5}	56,7 ^{0,5}	47 ^{0,5}	48,3 ^{0,5}
N _{Po} dB	52,8 ^{0,5}	54,6 ^{0,5}	64,2 ^{0,5}	54 ^{0,5}	53,8 ^{0,5}
m _l	0,32 ^{0,005}	0,135 ^{0,005}	0,067 ^{0,003}	0,027 ^{0,003}	0,011 ^{0,003}
g	0,52 ^{0,076}	0,232 ^{0,101}	0,155 ^{0,106}	0,106 ^{0,110}	0 ^{0,128}
Δ°	- 53 ⁴	- 67 ⁶	- 65 ⁹	- 86 ¹⁵	- 103 ²²
α _r %	73 ⁸	94,5 ⁵	97,5 ^{3,5}	99 ^{2,5}	100 ^{1,5}
R	1,132 ^{0,217}	1,084 ^{0,093}	1,093 ^{0,060}	0,992 ^{0,107}	1 ^{0,084}
I	- 1,289 ^{0,254}	- 0,49 ^{0,257}	- 0,315 ^{0,247}	- 0,212 ^{0,216}	0 ^{0,211}

i = 60°

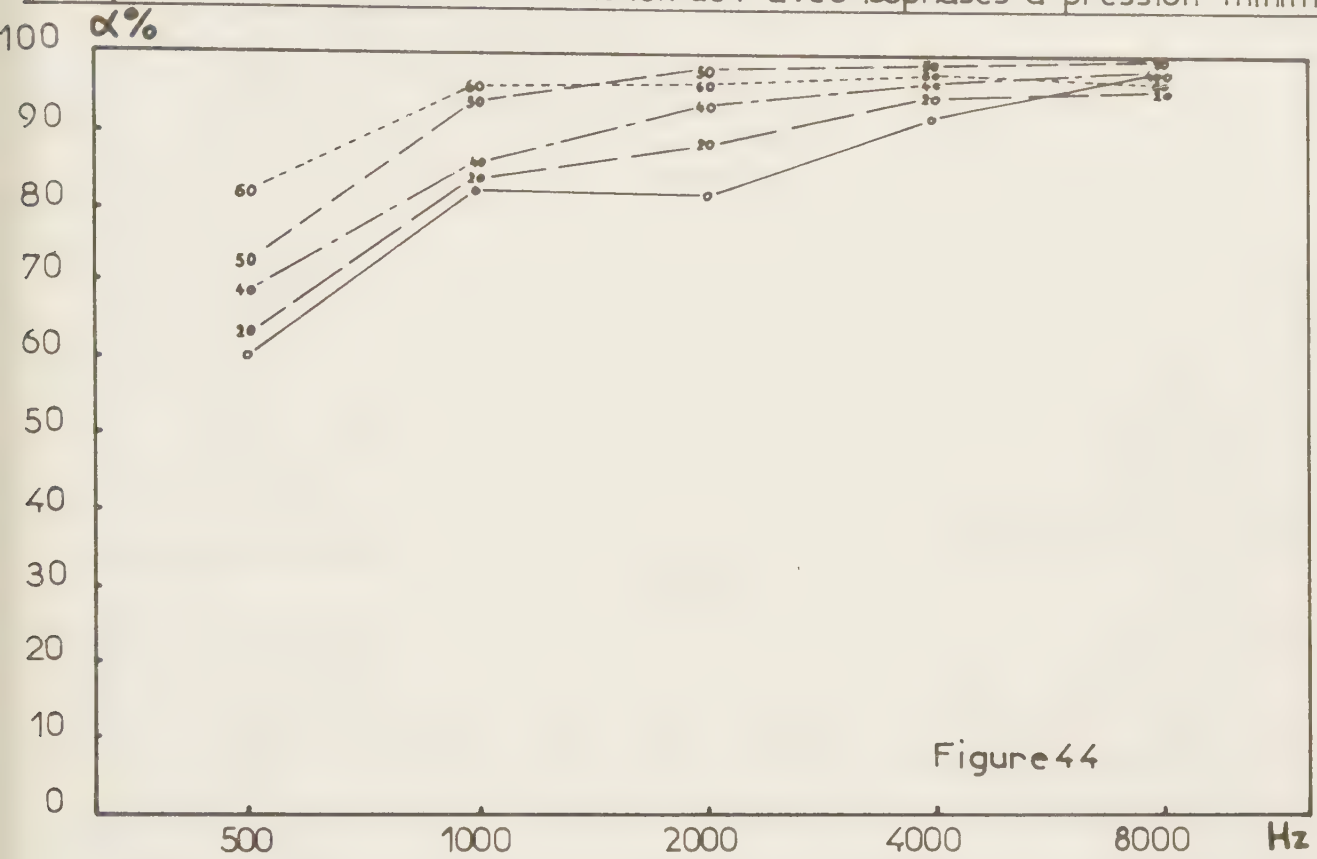
f en KHz	0,5	1	2	4	8
N _{mini} dB	42,2 ^{0,5}	46,7 ^{0,5}	56,8 ^{0,5}	47 ^{0,5}	46,7 ^{0,5}
N _{Po} dB	53,6 ^{0,5}	55,3 ^{0,5}	64,6 ^{0,5}	54,5 ^{0,5}	54,6 ^{0,5}
m _l	0,497 ^{0,005}	0,190 ^{0,005}	0,084 ^{0,004}	0,03 ^{0,003}	0,091 ^{0,004}
g	0,419 ^{0,87}	0,224 ^{0,102}	0,173 ^{0,105}	0,145 ^{0,105}	0,114 ^{0,104}
Δ°	- 70 ^{3,5}	- 86 ^{4,5}	- 95 ^{5,5}	- 117 ¹⁰	- 167 ²⁰
α _r %	82,5 ^{7,5}	95 ^{4,5}	97 ^{3,5}	98 ³	99 ^{3,5}
R	0,927 ^{0,158}	0,932 ^{0,121}	0,915 ^{0,123}	0,849 ^{0,153}	0,799 ^{0,155}
I	- 0,886 ^{0,188}	- 0,439 ^{0,184}	- 0,325 ^{0,181}	- 0,224 ^{0,152}	- 0,042 ^{0,089}

Tableau 38

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

METHODE DES ISOPHASES AVEC PRESSION DE REFERENCE p_0

Comparaison des $\alpha\%$ et Δ° en fonction de i avec isophases à pression minimale



Isophases $i = 0^\circ$ $i = 20^\circ$ $i = 30^\circ$ $i = 40^\circ$ $i = 50^\circ$ $i = 60^\circ$

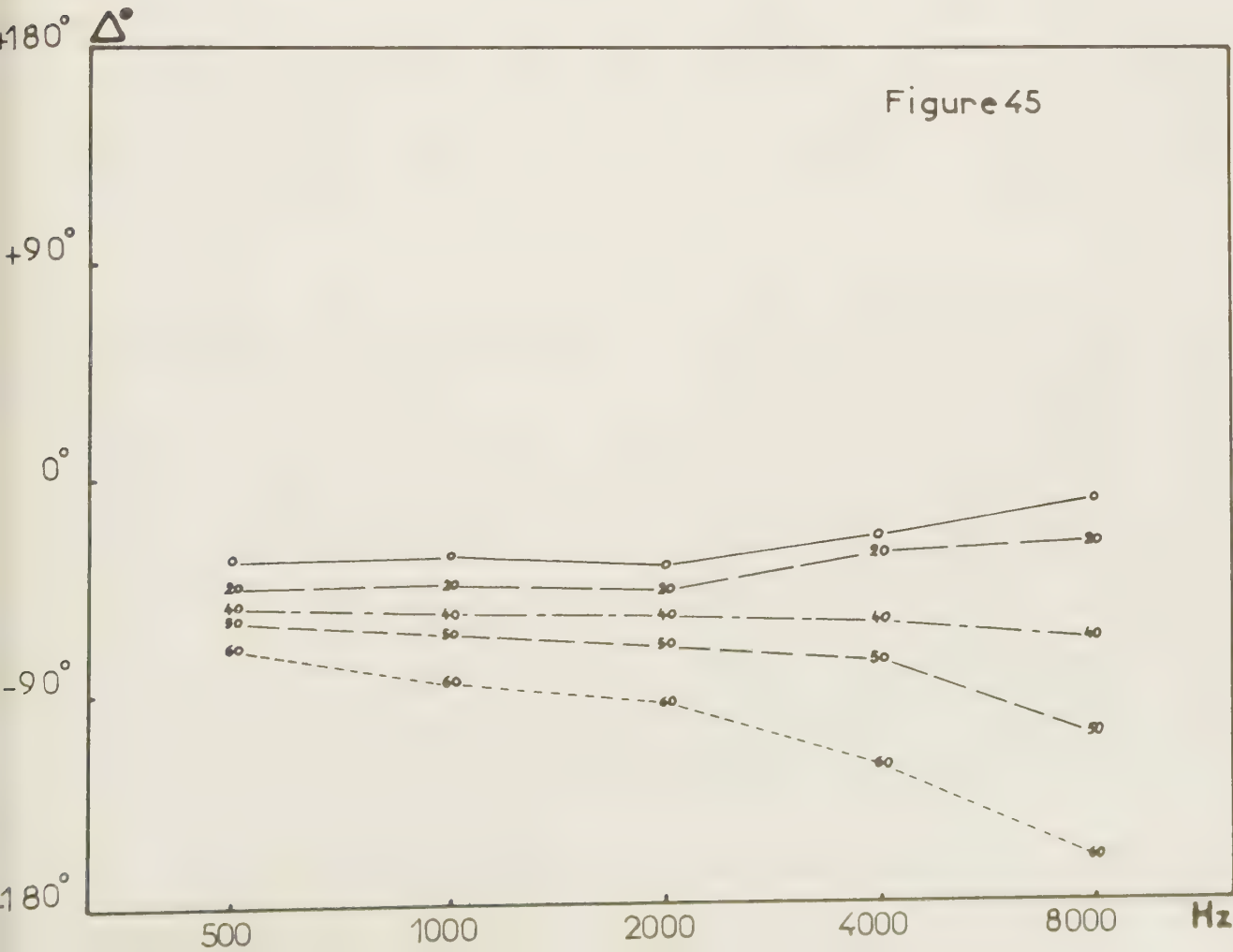


Tableau 39

$i = 0^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N_{maxi} dB	50	60	60	60	50
N_{P_0} dB	51,2	62,4	62,8	63,5	53,6
m_2	0,307	0,150	0,08	0,041	0,021
$ g $	0,647	0,469	0,423	0,322	0,314
Δ°	- 35	- 42	- 21	- 13	- 4
α_r %	58	78	82	89,5	90
R	1,621	1,492	2,11	1,882	1,909
I	- 2,07	- 1,20	- 0,78	- 0,304	- 0,093

Tableau 40

$i = 20^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
M_{maxi} dB	50	60	60	50	50
N_{P_0} dB	52	62,6	63	54,2	54,8
m_2	0,35	0,175	0,085	0,046	0,022
$ g $	0,521	0,449	0,399	0,22	0,144
Δ°	- 41	- 36	- 44	- 17	- 31
α_r %	73	80	84	95	98
R	1,502	1,681	1,437	1,516	1,265
I	- 1,409	- 1,111	- 0,947	- 0,205	- 0,192

Tableau 41

$i = 40^\circ$

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N_{maxi} dB		50	50	50	50
N_{P_0} dB		63,6	54	54,4	53,6
m_2		0,252	0,135	0,059	0,03
$ g $		0,346	0,269	0,206	0,324
Δ°		- 63	- 34	- 70	- 64
α_r %		88	92,5	96	89,5
R		1,093	1,481	1,062	1,090
I		- 0,765	- 0,480	- 0,429	- 0,71

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

Tableau 42

i = 50°

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N _{maxi} dB		50 ^{0,5}	60 ^{0,5}	50 ^{0,5}	50 ^{0,5}
N _{Po} dB		54,6 ^{0,5}	64,2 ^{0,5}	54 ^{0,5}	53,8 ^{0,5}
m ₂		0,41 ^{0,005}	0,17 ^{0,004}	0,08 ^{0,004}	0,036 ^{0,003}
g		0,277 ^{0,175}	0,272 ^{0,163}	0,280 ^{0,160}	0,3 ^{0,159}
Δ°		- 43 ⁹	- 77 ¹³	- 87 ¹⁸	- 111 ²⁵
α _r %		92 ¹⁰	92,5 ⁹	92 ⁹	91 ¹⁰
R		1,375 ^{0,210}	0,973 ^{0,265}	0,879 ^{0,300}	0,697 ^{0,384}
I		- 0,563 ^{0,603}	- 0,557 ^{0,347}	- 0,533 ^{0,314}	- 0,429 ^{0,283}

Tableau 43

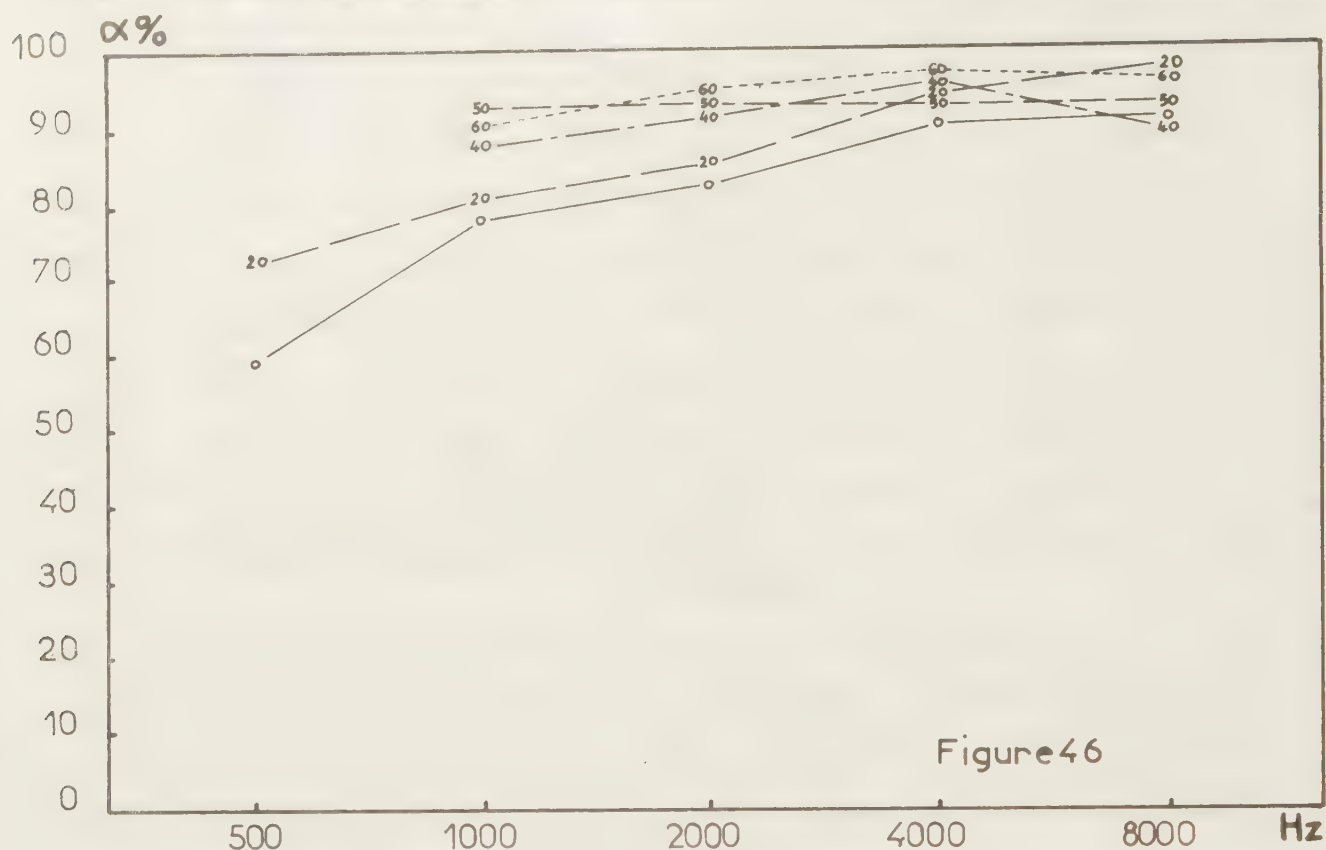
i = 60°

f en KHz	0,5	1	2	4	8
N _{maxi} dB		50 ^{0,5}	60 ^{0,5}	50 ^{0,5}	50 ^{0,5}
N _{Po} dB		55,3 ^{0,5}	64,6 ^{0,5}	54,5 ^{0,5}	54,6 ^{0,5}
m ₂		0,597 ^{0,005}	0,232 ^{0,005}	0,125 ^{0,005}	0,046 ^{0,004}
g		0,309 ^{0,197}	0,264 ^{0,161}	0,237 ^{0,155}	0,194 ^{0,149}
Δ°		- 105 ⁸	-135 ^{9,5}	- 107 ¹¹	- 169 ²⁰
α _r %		90,5 ¹¹	93 ⁹	94,5 ^{7,5}	96,5 ⁶
R		0,721 ^{0,249}	0,645 ^{0,209}	0,790 ^{0,246}	0,678 ^{0,185}
I		- 0,476 ^{0,204}	- 0,259 ^{0,133}	- 0,379 ^{0,235}	- 0,052 ^{0,116}

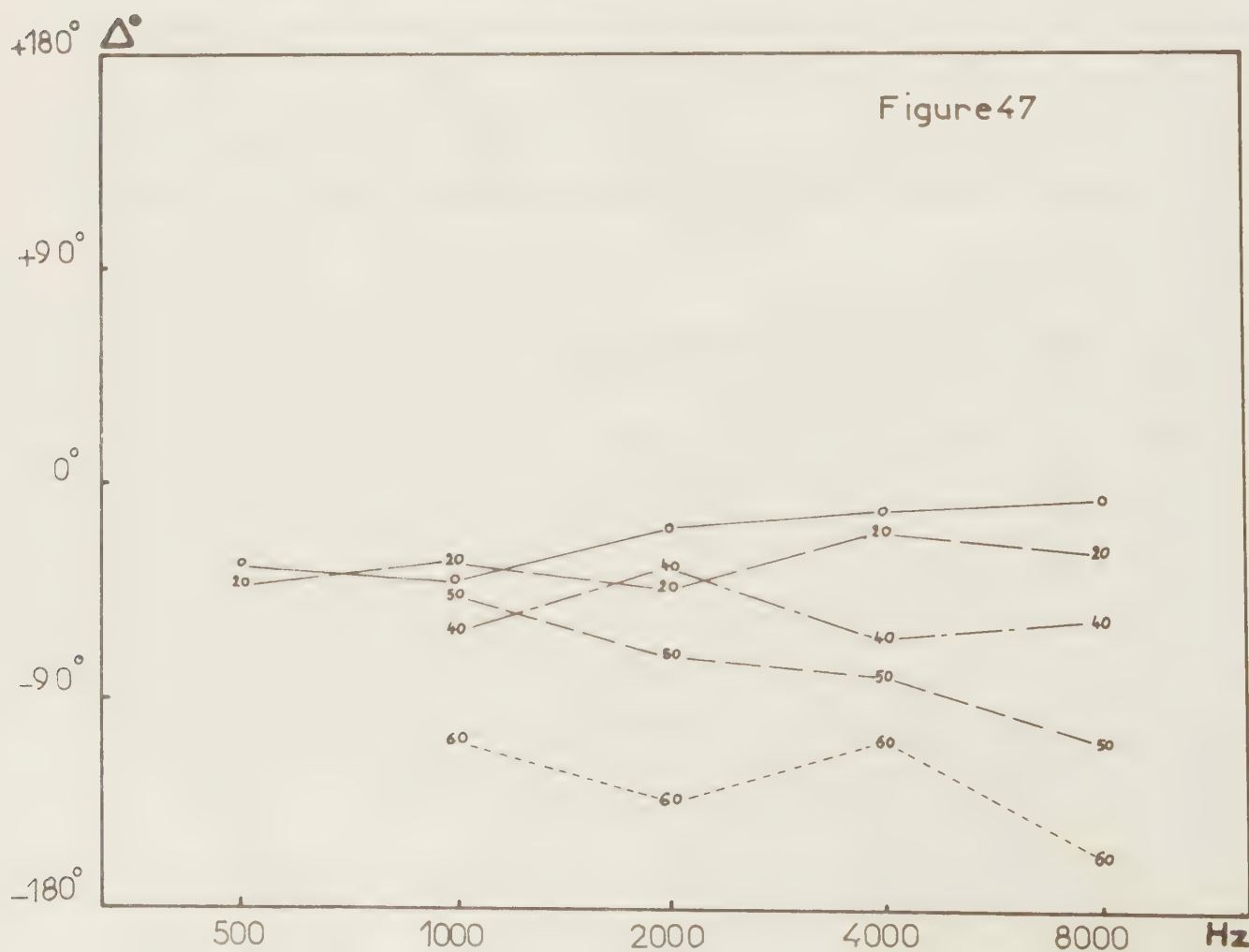
* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

METHODE DES ISOPHASES AVEC PRESSION DE REFERENCE p_0

Comparaison des $\alpha\%$ et Δ° en fonction de i avec isophases à pression maximale



Isophases $i=0^\circ$ $i=20^\circ$ $i=40^\circ$ $i=50^\circ$ $i=60^\circ$



IV.7.3 - Avantages et inconvénients de cette méthode basée sur les isophases avec pression de référence p_0

- Avantages

- * Tests possibles pour des incidences comprises entre 0° et 90°
- * Nous pouvons pour une incidence donnée tester à des fréquences 2 fois plus basses que dans la méthode du chapitre III de la 3ème partie.
- * Application de formules simples pour calculer $|g|$ et Δ° et par conséquent α et Z et donnant des résultats réels, la correction étant directement intégrée à la théorie.

- Inconvénients

- * Travail avec deux microphones donc correction à appliquer à chaque fréquence.
- * Mesure de la pression de référence p_0 à la distance unité très délicate à cause des petites dimensions de la Chambre Sourde.
- * Mesure des distances "m" assez délicates si l'on veut une bonne précision Δ_Δ pour les maxima de pression.

Photo 6

Mécanisme en position pour une mesure en incidence normale.



IV.7.4 - Conclusion

Cette méthode apparaît comme supérieure à celles que nous avons exposées jusqu'ici pour la mesure du coefficient d'absorption et de l'impédance de matériaux acoustiques sous incidence oblique. Cependant dans une petite Chambre Sourde il sera préférable d'utiliser la méthode précédente car il est très délicat de mesurer p_0 avec précision. Soit parce que l'échantillon renvoie des ondes sur le microphone mesurant p_0 , c'est le cas en incidence voisine de 0° , soit parce que ce microphone se trouve trop près des parois de la Chambre Sourde.

QUATRIEME PARTIE

Analyse des résultats des différentes méthodes utilisées pour la mesure du coefficient d'absorption α % et du déphasage à la réflexion Δ° sous incidence oblique et Conclusions Générales

- Chapitre I -

Rappel des cinq méthodes et variantes étudiées et utilisées pour la mesure de α et Z sous incidence oblique

1 - Méthode à partir de la théorie du doublet microphonique $M_1 M_2$ en faisant la somme et la différence des modules et arguments des pressions sonores captées en $M_1 M_2$ distant de $\lambda/2$.

2 - Méthode à partir de la théorie de l'Inter-Corrélation appliquée au doublet microphonique en faisant le produit des pressions sonores captées en $M_1 M_2$ avec un retard τ réglable.

3 - Méthode utilisant les surfaces isophases dans la configuration du doublet microphonique en utilisant un seul microphone se déplaçant d'une isophase à pression maximale à une isophase à pression minimale.

4 - Méthode utilisant les surfaces isophases avec un seul microphone se déplaçant d'une isophase à pression maximale à une isophase à pression minimale.

5 - Méthode utilisant les surfaces isophases avec une pression de référence p_0 .

- Chapitre II -

Analyse des différentes théories

II.1 - Méthodes basées sur la théorie du doublet microphonique.

Pour des tests réalisés à des incidences inférieures à 45° , la méthode basée sur la théorie du doublet microphonique simple donne des résultats satisfaisants. L'utilisation de la Cross-Corrélation appliquée à cette méthode n'apporte rien de plus sinon peut être une simplification des calculs aux niveaux des résultats. Enfin, l'application des isophases permettant d'utiliser un seul microphone semble intéressante mais conduit-elle à des calculs importants pour l'obtention des résultats.

II.2 - Méthodes basées sur la théorie des surfaces isophases.

Là où les méthodes basées sur la théorie du doublet microphonique ne pouvaient donner de résultats, c'est-à-dire pour des incidences très faibles et supérieures à 45° , les isophases apportent une solution. En effet les surfaces isophases permettent de travailler en incidence quelconque de 0° à 90° en théorie. Il faut reconnaître cependant, que pour des incidences élevées comprises entre 70° et 90° nous ne pouvons tester qu'à des fréquences relativement élevées. C'est la méthode utilisant une pression de référence p_0 qui permet, pour une incidence donnée, de tester à la fréquence la plus basse.

Donc en conclusion et en tenant compte du fait qu'il faut toujours appliquer des corrections aux résultats bruts sauf dans la dernière méthode, c'est indiscutablement celle-ci qui répond le mieux au problème posé de mesure de α et Z sous incidence oblique.

CONTRAINTES TECHNIQUES

_ N milieu de M_1, M_2 _ N sur cercle O, OS _ $M_1, M_2 = \lambda/2$ variable	_ N milieu de M_1, M_2 _ N sur cercle O, OS _ $M_1, M_2 = \lambda/2$ variable _ $M_0, S = 1m$	_ N sur cercle O, OS _ le micro se déplace suivant Im	_ $\widehat{S} \ln_n \widehat{M}_{n,i}$ _ le micro se déplace suivant Im	_ $\widehat{S} \ln_n \widehat{M}_{n,i}$ _ le micro se déplace suivant Im _ $M_0, S = 1m$
---	---	--	--	--

MATERIEL D'EXCITATION ET DE MESURE

_1 Fréquence-mètre _1 Générateur _1 Unité dynamique _2 Microphones _2 Analyseurs _1 Oscilloscope	_1 Fréquence-mètre _1 Générateur _1 Unité dynamique _3 Microphones _3 Analyseurs _1 Corrélateur _1 Traceur X-Y	_1 Fréquence-mètre _1 Générateur _1 Unité dynamique _1 Microphone _1 Analyseur	_1 Fréquence-mètre _1 Générateur _1 Unité dynamique _1 Microphone _1 Analyseur	_1 Fréquence-mètre _1 Générateur _1 Unité dynamique _2 Microphones _1 Analyseur _1 Sélecteur
---	--	--	--	---

- Chapitre III -

Analyse des applications expérimentales
des différentes théories

En ce qui concerne l'emploi du matériel électronique c'est indiscutablement avec les méthodes basées sur les isophases, donc les trois dernières, que les manipulations sont les plus faciles et les plus efficaces. Non seulement le matériel utilisé est réduit au maximum mais lorsqu'il est bien adapté il nous permet d'obtenir sans correction, ce qui est intéressant pour dégrossir le travail rapidement, les résultats.

Toutes les méthodes sont un peu lourdes, sauf peut être les deux dernières lorsqu'il s'agit de calculer avec les correctifs qui s'imposent les valeurs de α et Z .

Pour ce qui est du matériel mécanique et des impératifs techniques, quelle que soit la méthode, les exigences sont assez faciles à satisfaire. Cependant, si l'on veut obtenir des résultats corrects, il faut impérativement remplir trois conditions :

1°) l'échantillon doit-être soutenu fermement par un support lui-même rigide et encre rigidement ;

2°) les extrémités des microphones doivent se situer rigoureusement dans le plan de mesure horizontal passant par l'extrémité de la source sonore ponctuelle et isotrope ;

3°) le panneau réfléchissant doit avoir des dimensions minimales pour la fréquence la plus basse que l'on souhaite tester.

Nous pouvons dire que la dimension la plus petite du panneau doit-être au moins égale à la longueur d'onde de la fréquence testée à la plus basse.

COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX - TEST A 1000Hz POUR $j=40^\circ$

Kundt

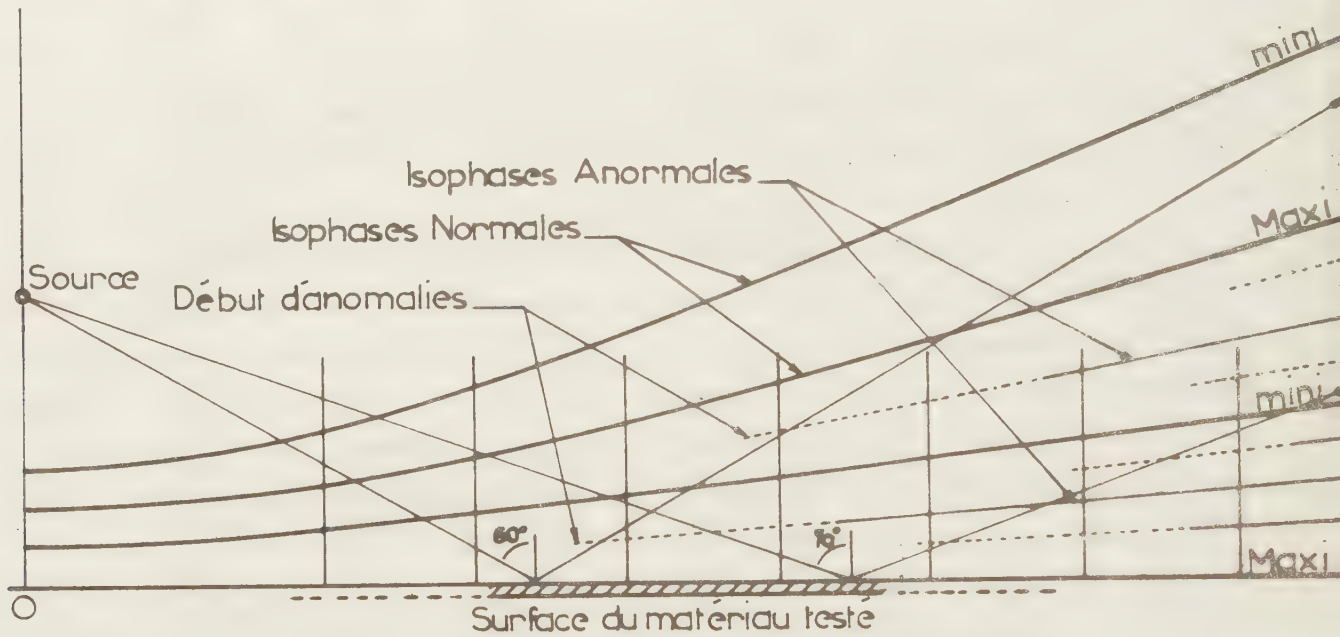
$ g $	0.278	$ g $	0.240	$ g $	0.407	$ g $	0.387	$ g $	0.346	$ g $	0.330
Δ	-20°	Δ	-37°	Δ	-12°	Δ	-59°	Δ	-63°	Δ	-54°
α	92%	α	94%	α	83.5%	α	85%	α	88%	α	89%
R	1.678	R	1.398	R	2.258	R	1.132	R	1.093	R	1.243
I	-0.353	I	-0.428	I	-0.458	I	-0.883	I	-0.765	I	-0.742
$\Delta g $	0.053	$\Delta g $	0.130	$\Delta g $	0.062	$\Delta g $	0.061	$\Delta g $	0.181	$\Delta g $	
$\Delta\Delta$	15°	$\Delta\Delta$	10°	$\Delta\Delta$	12°	$\Delta\Delta$	8°	$\Delta\Delta$	10°	$\Delta\Delta$	
$\Delta\alpha$	3%	$\Delta\alpha$	6%	$\Delta\alpha$	5%	$\Delta\alpha$	5%	$\Delta\alpha$	12.5%	$\Delta\alpha$	
ΔR	0.350	ΔR	0.291	ΔR	0.602	ΔR	0.179	ΔR	0.322	ΔR	
ΔI	0.298	ΔI	0.440	ΔI	0.513	ΔI	0.198	ΔI	0.454	ΔI	

Du point de vue des calculs d'erreur, ce sont les méthodes basées sur des distances à mesurer qui sont sujettes au minimum d'erreur. Par contre lorsque l'on utilise une pression de référence p_0 , les erreurs sont tout de suite plus importantes ; ceci est dû essentiellement aux petites dimensions de notre chambre sourde. Donc pour une petite chambre sourde, il sera plus intéressant de tester avec l'avant dernière méthode basée sur des distances et sur une différence de niveaux sonores avec le même microphone.

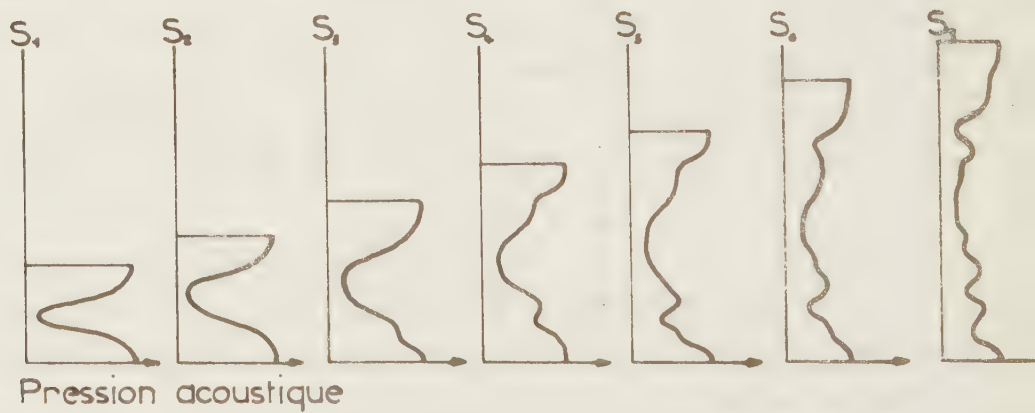
Lorsque nous analysons les résultats expérimentaux il est intéressant de remarquer que les hypothèses que nous avons émises dans l'introduction sont vérifiées avec une bonne précision. En effet, lors de la comparaison des parties réelles et imaginaires de $\frac{Z}{\rho_0 c} \cos i$, entre la méthode du doublet microphonique et celle au tube de Kundt, les résultats étaient encourageants dans la mesure où les méthodes étaient différentes. Cette comparaison entre R et I, dans la méthode des isophases pour $i = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ et 60° , a pleinement confirmé nos espérances. En incidence oblique le coefficient d'absorption α_i , le déphasage à la réflexion Δ_i et l'impédance acoustique Z_i se comportent donc comme nous le pressentions. C'est-à-dire que nous pouvons obtenir les valeurs α_i et Δ_i obliques à partir des valeurs α_1 et Δ_1 normales, car nous avons vérifié à 10 % près qu'effectivement Z_i pouvait se calculer à partir de $Z_i = Z_1 \cos i$ jusqu'à une incidence de 60° pour le matériau étudié. Au-delà de cette incidence et en dehors du fait qu'il est impossible de tester aux basses fréquences, nous avons observé pour les autres fréquences une certaine diffusion. Nous nous sommes aperçus de ce phénomène dans la méthode des isophases en essayant de tester sous des incidences de 70° et 80° . Nous pouvons visualiser le phénomène ainsi (Figure 49).

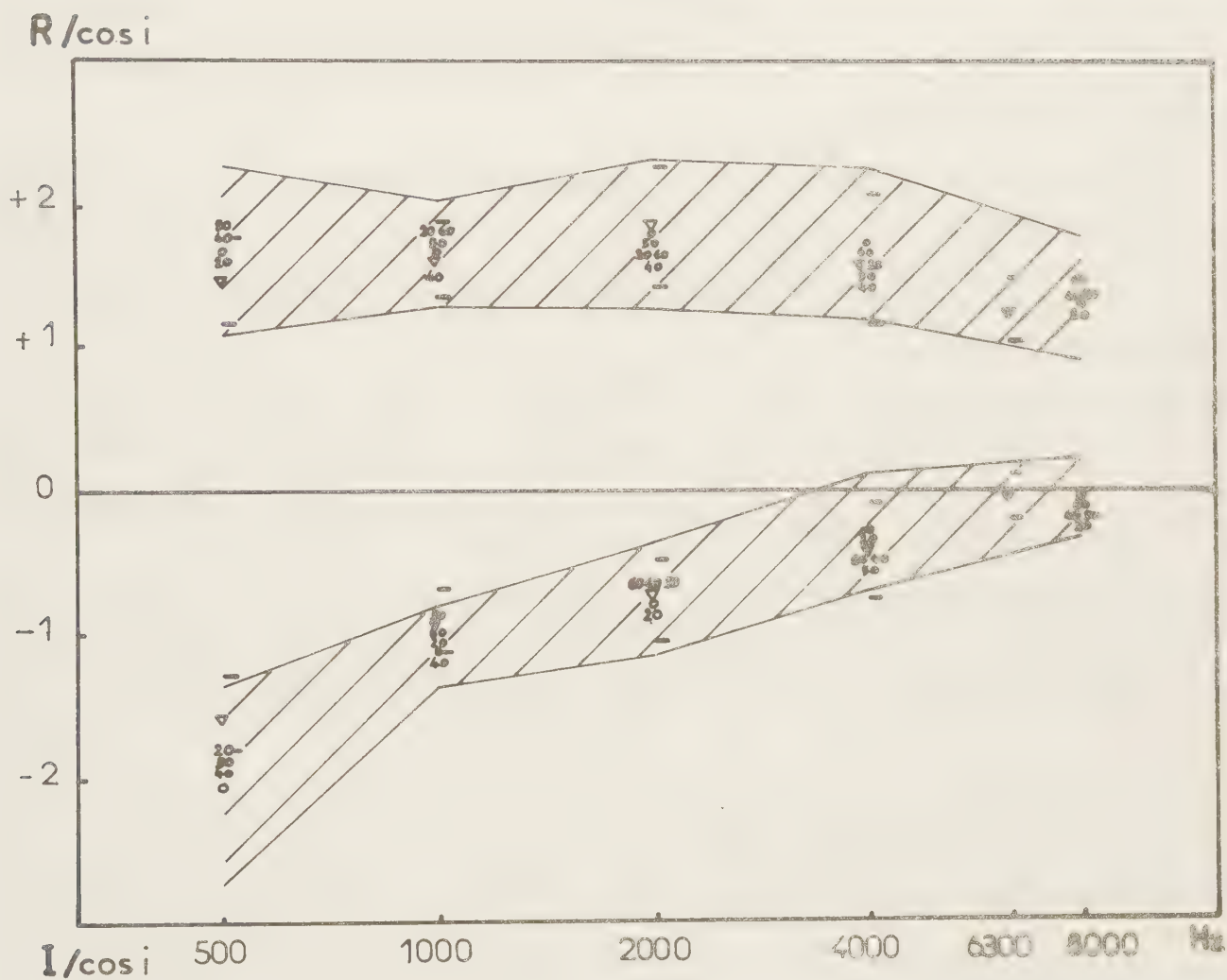
Nous observons l'apparition, au fur et à mesure que l'incidence augmente, d'anomalies qui se concrétisent sous la forme de dédoublement des isophases. Au début apparaît un petit palier, puis ensuite carrément un changement de pente dans la courbe de passage des niveaux d'une isophase à une autre.

VISUALISATION DES ANOMALIES POUR LES FORTES INCIDENCES APPARAISSANT ENTRE LES ISOPHASES NORMALES EN PRESENCE D'UN MATERIAU TRES ABSORBANT



Section des isophases





ISOPHASES

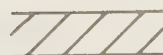
0° $i = 0^\circ$

20° $i = 20^\circ$

40° $i = 40^\circ$

50° $i = 50^\circ$

60° $i = 60^\circ$

 $i = 0^\circ$ marge d'erreur

KUNDI

 $i = 0^\circ$

 marge d'erreur

COMPARAISON DES IMPEDANCES - Méthode des isophases - Tube de Kundt

COMPARAISON DES IMPEDANCES - Méthode des Isophases - Tube de Kundt

Tableaux 44

Fréquence de test	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz	6300 Hz Kundt
					8000 Hz Isophase

Méthode du tube de Kundt

$i = 0^\circ$ $\cos i = 1$	R	1,419 ^{0.281}	1,623 ^{0.264}	1,786 ^{0.411}	1,587 ^{0.465}	1,137 ^{0.208}
	I	- 1,581 ^{0.239}	- 0,969 ^{0.213}	- 0,673 ^{0.291}	- 0,368 ^{0.329}	- 0,066 ^{0.145}

Méthode des Isophases

Tableaux 45

$i = 0^\circ$ $\cos i = 1$	R	1,619 ^{0.622}	1,649 ^{0.344}	1,771 ^{0.527}	1,716 ^{0.516}	1,321 ^{0.413}
	I	- 2,075 ^{0.701}	- 1,12 ^{0.302}	- 0,748 ^{0.360}	- 0,291 ^{0.396}	- 0,053 ^{0.263}

$i = 20^\circ$ $\cos i = 0,940$	R/cos 20°	1,562	1,826	1,626	1,580	1,338
	I/cos 20°	- 1,818	- 1,042	- 0,849	- 0,304	- 0,197

$i = 40^\circ$ $\cos i = 0,766$	R/cos 40°	1,785	1,478	1,576	1,424	1,358
	I/cos 40°	- 1,941	- 1,153	- 0,672	- 0,465	- 0,262

$i = 50^\circ$ $\cos i = 0,643$	R/cos 50°	1,796	1,709	1,621	1,537	1,379
	I/cos 50°	- 1,925	- 0,883	- 0,726	- 0,543	- 0,244

$i = 60^\circ$ $\cos i = 0,5$	R/cos 60°		1,832	1,68	1,62	1,43
	I/cos 60°		- 0,945	- 0,676	- 0,506	- 0,166

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.

Conclusions Générales

A la fin de ce travail, nous pouvons constater que nous avons mis en évidence trois résultats intéressants. Tout d'abord nous avons élaborer des méthodes originales pour la mesure du coefficient d'absorption α et de l'impédance acoustique Z sous incidence oblique de matériaux acoustiques. C'était notre but primordial. Ce sont les méthodes basées sur les isophases qui ont le mieux répondu au problème proposé. Ensuite nous avons montré que l'hypothèse de la "réflexion optique" était admissible, pour un matériau donné simple et homogène, jusqu'à une certaine incidence que nous avons chiffrée à 60° . Enfin, et c'est peut-être ce point qui est le plus intéressant, nous avons démontré à partir de résultats expérimentaux que nous pouvions calculer α_1 et Z_1 en incidence oblique à partir de leur valeur en incidence normale toujours dans le cadre de matériaux simples et homogènes, la théorie faisant intervenir Z_1 così étant valable avec une bonne précision.

Nous ne pensons pas que l'une de ces méthodes pourra rapidement remplacer celle du tube de Kundt, rapide, sûre et peu onéreuse, ni celle utilisant le temps de réverbération pour les champs diffus. Car en effet il faut disposer d'une chambre sourde relativement grande et d'un appareillage électro-nique assez important. Cependant nous pensons que c'est un excellent outil de travail sauf en incidence très oblique et en très basses fréquences. Remarquons aussi que le tube de Kundt n'est qu'un cas particulier des surfaces isophases, ces surfaces étant les sections planes du tube et la source S à l'infini. Dans le système isophase général, on a des ondes sphériques d'où la complication des calculs due à l'introduction des coefficients correcteurs fonction de l'atténuation dépendant de la distance $\frac{1}{r}$. Enfin nous souhaiterions une comparaison entre nos méthodes et celle, en cours d'élaboration, utilisant les modes tour-nants dans un tube. Cette comparaison au niveau des résultats serait certaine-ment pleine d'enseignements et pourrait nous l'espérons nous conforter dans nos conclusions.

ANNEXE I

La Chambre Sourde de l'E. N. S. M.

L'importance prise ces dernières années par les problèmes d'acoustique a conduit le Laboratoire de Mécanique des Vibrations des Structures à élargir son domaine d'activité et à créer et développer un Service d'Acoustique.

Le glissement de quelques dizaines d'Hz à quelques KHz pour l'utilisation d'un certain nombre d'appareils (amplificateur, générateur) a été facile et il y avait déjà en service des microphones pour des études de mécanique (périodicité de chocs par exemple) ; peu à peu le volume du matériel propre à l'acoustique s'est accru. Mais le développement continu des travaux et problèmes proposés avec des exigences croissantes, a fait sentir de plus en plus la nécessité de disposer de chambres de mesures adéquates, non seulement pour pouvoir exécuter des mesures avec la précision voulue, mais également pour obtenir des résultats qui soient comparables au niveau international. Pour atteindre ce dernier but, on doit appliquer des méthodes de mesures normalisées, disposer de salles et d'un appareillage également normalisés. Dans le nouveau Laboratoire d'Acoustique, ces trois éléments sont présents et permettent d'atteindre un triple but : la recherche, l'enseignement, les mesures de contrôle.

La première difficulté rencontrée lors de l'établissement du projet de construction d'une chambre sourde, courant 1967, a été évidemment de trouver un lieu d'implantation pour satisfaire les exigences sur l'isolation aux bruits et vibrations extérieurs de cet "instrument de mesure de précision" à grande échelle qu'est une chambre sourde. La technique classique consiste en la réalisation d'une double enceinte, mais il y a une perte de volume considérable si l'on part d'une enceinte donnée à priori ; et au voisinage des lieux où le volume de départ aurait pu être accru en abattant des cloisons, se trouvaient des sources de bruits ou vibrations très élevées (vibrophone, presse, machine d'essais, chaudières). Finalement, un local de 5 m/6 m/7 m situé dans l'aile ouest des bâtiments fut retenu, les risques de perturbations dues à la chaudière

la plus proche étant très faibles du fait de la désolidarisation complète de la dalle et de la cheminée.

Les murs en pierres très anciens présentaient une épaisseur moyenne de 60 cm assurant d'après la "loi de masse" une isolation de l'ordre de 40 dB à 50 Hz et 80 dB à 10 000 Hz (figure 1 courbe 2).

Monsieur Liénard, Chef du Service de l'O N E R A, qui nous a largement et très aimablement conseillés dans l'étude de la "chambre", nous suggéra de renforcer le plafond (figure 1 courbe 3) beaucoup trop "léger" (photo 5), de réaliser la fermeture des ouvertures, et de mesurer les qualités d'isolement du local ainsi fermé, qui pourraient être suffisantes et éviteraient la construction d'une deuxième enceinte. Le premier travail fut donc d'étudier et de réaliser les accès "étanches" après avoir maçonné avec soin une fenêtre et rempli de béton une cheminée à l'intérieur des murs.

Trois ouvertures furent jugées nécessaires pour une utilisation complète de la chambre : une grande porte (photo 1) pour l'introduction de matériel de dimensions importantes, une petite pour l'accès rapide (photo 2) des opérateurs, enfin, de façon originale, une ouverture dans le plafond (photos 4 et 5) qui permettrait l'étude de l'isolation de plaques, tôles perforées, dalles, ceci en fonction des demandes d'études qui nous avaient déjà été proposées : cette isolation pouvant être mesurée en onde plane, source dans la chambre, ou en champs diffus, la pièce située au-dessus de la chambre étant utilisée comme salle d'échos, réalisation à faire ultérieurement.

GRANDE PORTE - (Figure 2, Photo 1)

Sa surface étant de 4m², il était nécessaire de respecter le plus possible la masse par m² de l'ensemble et de réaliser une excellente étanchéité, la façade de l'ancien bâtiment étant classée par les Beaux-Arts, il nous fallait respecter l'alignement des murs et éviter tout mécanisme de serrage trop apparent. Pour cela, la fermeture a été réalisée en deux parties : une dalle de béton de 3 tonnes montée sur rails escamotables (photo 1) et appliquée de l'extérieur sur un épaulement ; un coffre en forme de coin, plein de sable, porté par la dalle par l'intermédiaire de plots de caoutchouc (photo 1) (désolidarisation) et tiré de l'intérieur.

PETITE ENTREE - (Figure 3, Photo 2)

La petite entrée qui débouche dans un couloir qui a été lui-même traité à l'aide de matériaux absorbants est formée de deux portes de part et d'autre du mur de 60 cm d'épaisseur limitant ainsi un sas traité également. L'une des portes est en chêne de 10 cm d'épaisseur, l'autre, un coffre de 25 cm plein de sable, elles sont serrées sur des huisseries noyées dans le béton et à double épaulement.

TRAPPE - (Figure 4, Photo 4, Photo 5)

Le plafond étant constitué par une dalle de béton de 10 cm d'épaisseur sur fers I et d'un plafond suspendu en briques plâtrières de 5 cm, présentait un isolement nettement insuffisant par rapport au reste de la structure. Une couche de mousse de polyester de 3 cm, puis une charge de sable de 7 cm et un plancher flottant soigneusement isolé des murs par joints de klégécel ont été rapportés, le tout recouvert de moquette sur thibaude (photo 5).

Pour fermer la trappe de 1 m X 2 m, une dalle de béton d'une tonne s'encastre dans une feuillure de chêne (photo 4) soutenue au ras du plafond. Débordant de 50 cm, une plaque de bois de 10 cm recouvre la dalle avec joints en matière plastique, la moquette a été découpée aux dimensions de la trappe et la manipulation par treuil permet une ouverture et une mise en service rapide de cette voie de mesure.

Les mesures d'isolation (figure 1, courbes 1,3,4) étant alors réalisées, elles ont montré, d'une part, que les accès ne présentaient pas de défauts par rapport aux murs, et que, d'autre part, le plafond avait des qualités équivalentes à ceux-ci : le niveau moyen dans la chambre nue avec un temps de réverbération de 4,6 s, était de 55 db.

L'analyse par 1/3 d'octave montrait qu'une grande partie de l'énergie se situait dans les fréquences élevées et qu'on pouvait compter sur une diminution importante du niveau sonore lors du traitement phonique.

De plus, en supposant que l'on utilise la salle directement et que le revêtement ait une épaisseur de l'ordre de 80 cm, on pouvait calculer la fréquence à partir de laquelle on obtiendrait un champ libre dans la salle, elle est déterminée par la nature du matériau qui recouvre les parois, et par les dimensions de la salle. La condition, sur la longueur d'onde, pour la transmission dans un conduit, parallèlement à des surfaces d'amortissement poussé, s'écrit :

$$\frac{h}{\lambda} > \frac{|z|}{\frac{1}{2} \rho_0 c} \quad \begin{array}{l} z : \text{impédance acoustique} \\ h : \text{largeur du conduit} \end{array}$$

d'où une fréquence limite de l'ordre de 130 Hz au-dessous de laquelle commencent à apparaître des distorsions dans les ondes. On pouvait donc se permettre d'être moins exigeant sur le niveau résiduel, enfin, les coefficients de réflexion mesurés en incidence normale sur différents matériaux (polyesters de divers types, laine de verre, laine de roche) nous ont fait opter pour une réalisation de coins à échelle en laine de roche, de longueur voisine du tiers de la longueur d'onde limite.

Une mesure avec un tube de Kundt de grande dimension a donné un coefficient de réflexion de 0,1 au voisinage de 200 Hz pour des coins de laine de densité 40 Kg/m³. Pour améliorer l'absorption au-dessous de cette fréquence, les coins ont été placés à 20 cm du revêtement de 8 cm de laine de densité de 55 Kg/m³ collé au mur.

Un espace de 2 cm entre chaque base de coin limite un col de 10 cm de longueur et forme des résonateurs de fréquences de l'ordre de 150 Hz.

Pour ne pas affecter les qualités acoustiques de la chambre, le plancher est constitué d'un caillebotis en grillage tendu sur des cadres de 80 cm/40 cm amovibles, chacun reposant sur des pieds noyés dans l'axe des coins qui tapissent le sol. L'accès en tout point de la salle est ainsi très facile et les plaques retirées, la chambre présente une symétrie parfaite sans défaut ; les supports de sources de bruit ou matériel à mesurer peuvent être en appui sur les mêmes tubes.

Enfin, des crochets judicieusement répartis permettent de tendre des câbles pour faire circuler des micros qui peuvent occuper toutes les positions dans la salle.

La maçonnerie et la confection des dalles exceptées, l'étude et la réalisation complète de l'ensemble ont été assurées par le personnel du Laboratoire d'Acoustique de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes, grâce à une parfaite entente et à un effort soutenu, même dans les travaux fastidieux et désagréables (confection de 800 coins (figure 5) soit manipulations, coupes, encollages, coutures, de 57 m³ de laine de verre, (trois mois de travail, et grâce à l'aide des élèves-ingénieurs stagiaires et moniteurs. La réalisation qui s'est déroulée au mieux est une parfaite réussite.



Photo 1



Photo 5



Photo 4



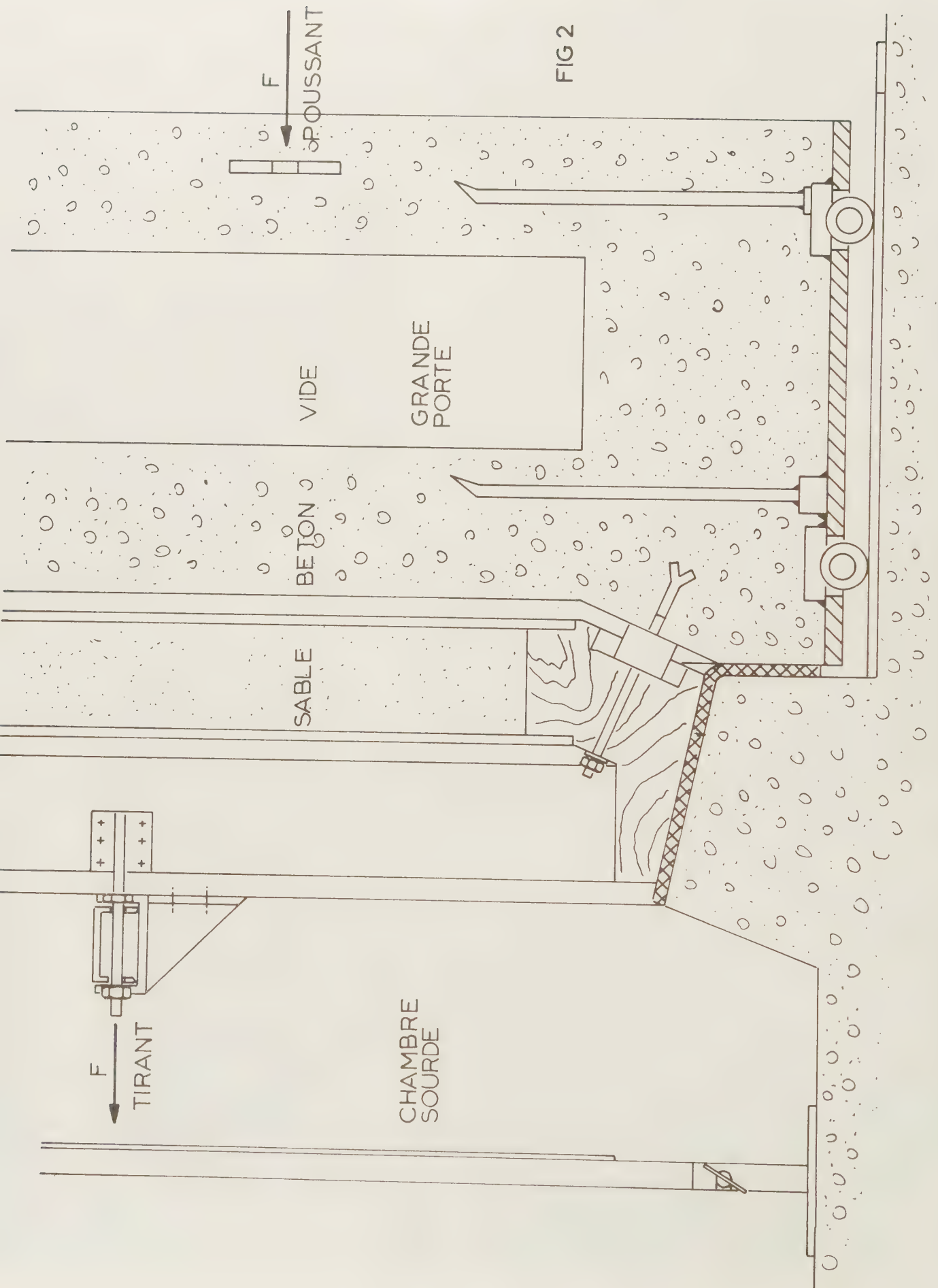
Photo 2



Photo 3



Fig 1



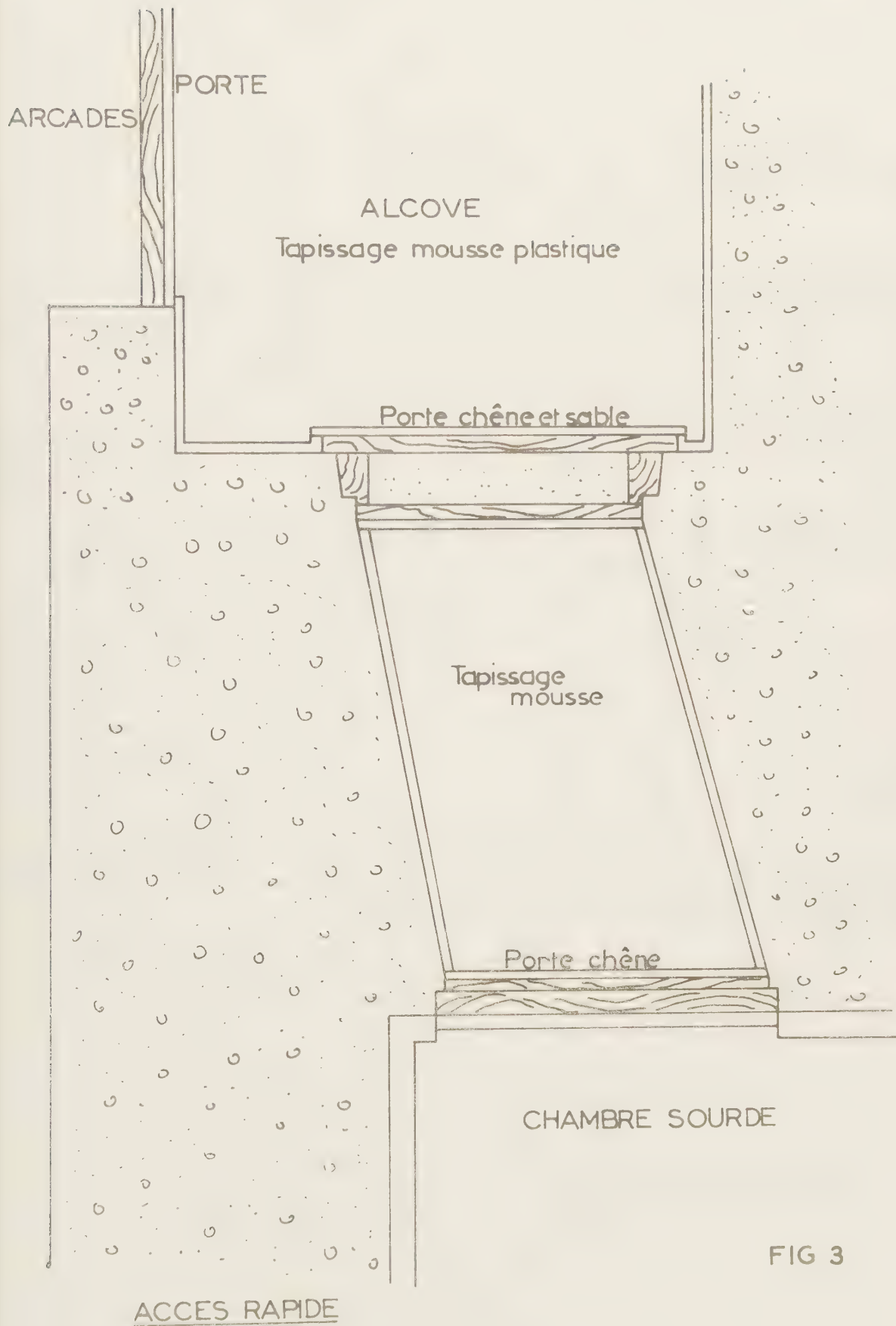


FIG 3

PLANCHER TRAPPE

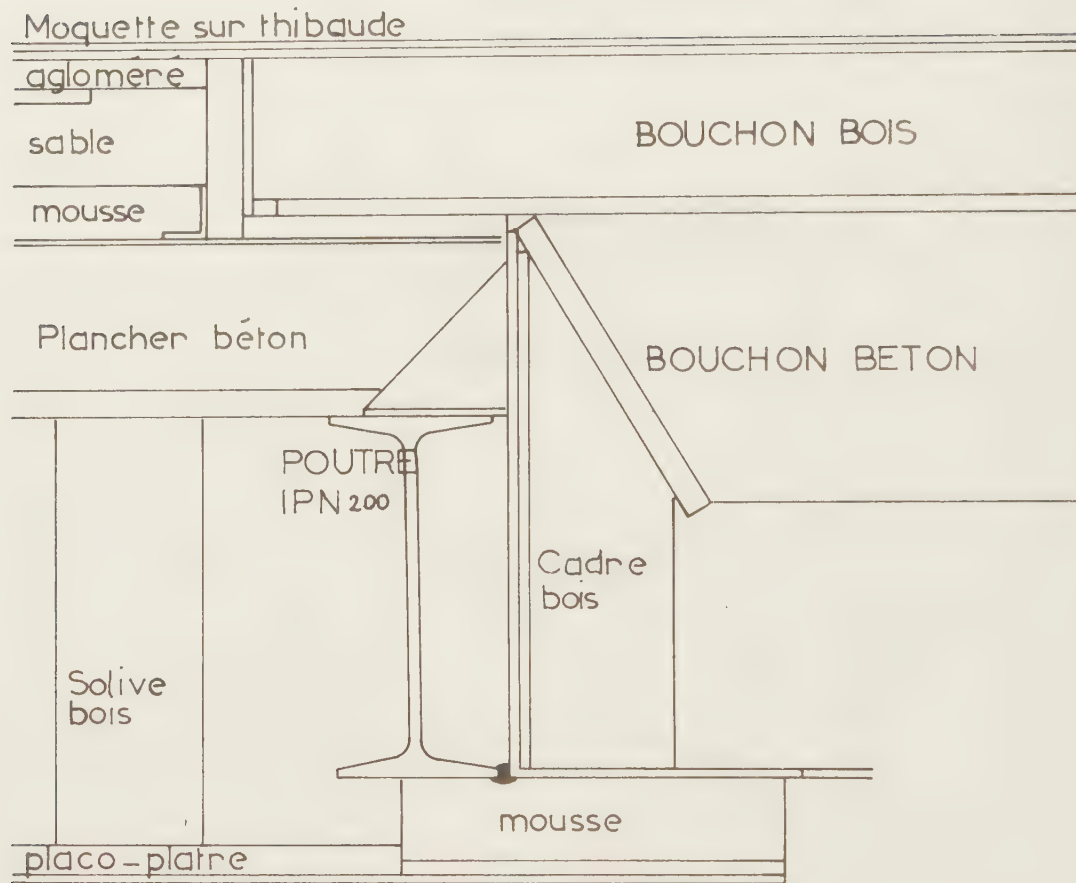
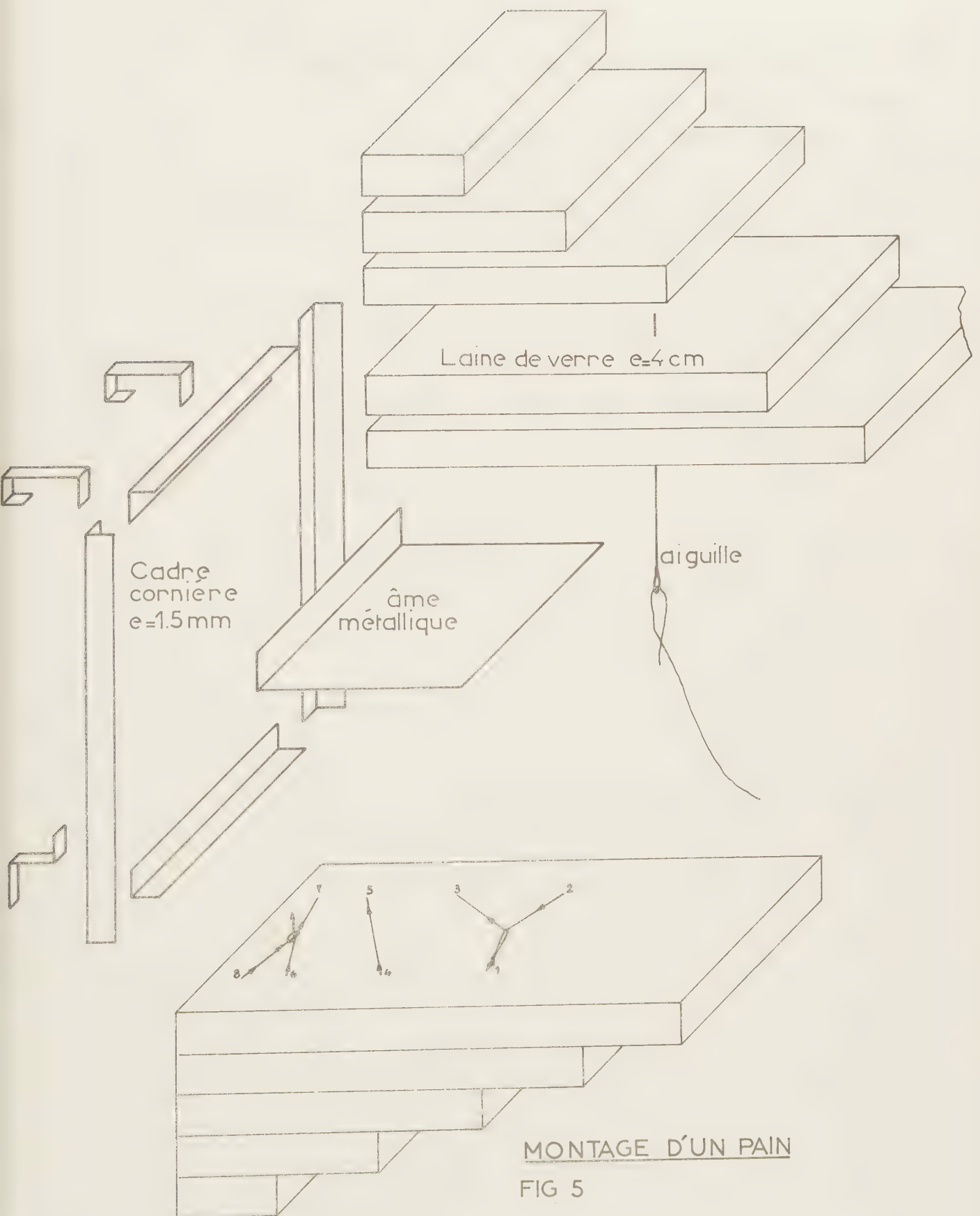


FIG4



Bibliographie

- ANECHOIC CHAMBERS at D.T.H.
BRUEL et KJAER TECHNICAL REVIEW - 1968
- Principe et appareillage de mesure de transmission acoustique à travers des échantillons de cloison - Annales de Télécommunications - février 1961
- A note on the design and construction of a lightweight acoustic booth
A R D Thornon J. of S. and V. Volume 6 N° 2 - sept. 1967
- Acoustique - P. LIENARD - Publications de l'ENSM 1967

LES CONDITIONS DE CHAMP LIBRE DANS LA CHAMBRE SOURDE

SOMMAIRE :

- I - Rappels des conditions de Champ libre
- II - Surdité de la Chambre Sourde
- III - Absorption des parois de la Chambre Sourde
- IV - Conclusions.

I - Rappels des conditions de champ libre

Une Chambre Sourde est définie comme un local dans lequel les mesures acoustiques pratiquées doivent être identiques à celles effectuées en "champ libre", c'est-à-dire que l'on cherche à se rapprocher de la propagation du son dans un espace illimité. Les conditions auxquelles doit répondre une Chambre Sourde (C.S.) sont les suivantes :

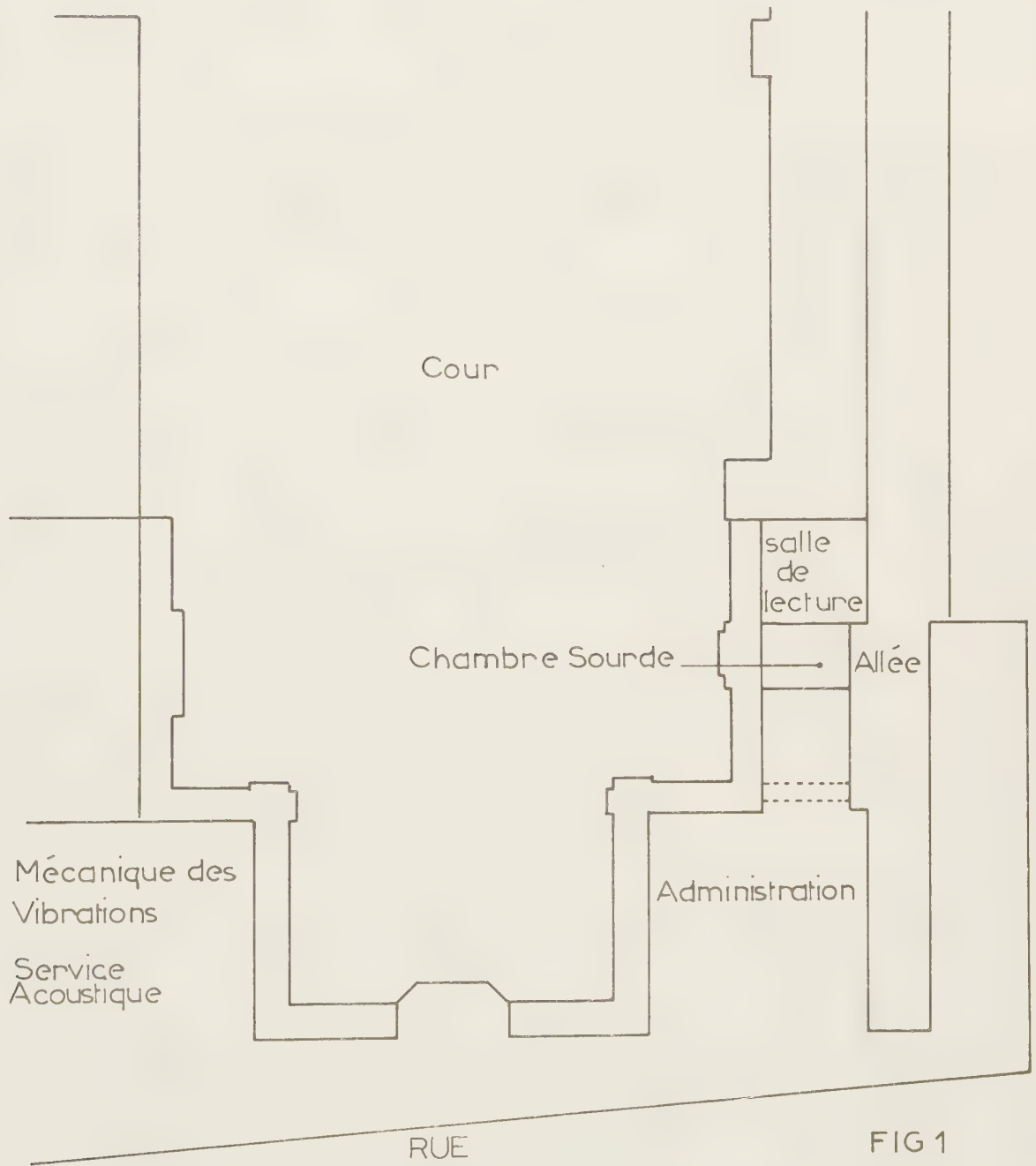
- Protection aussi efficace que possible contre les bruits en provenance de l'extérieur : "surdité"
- Réduction maximale des réflexions sonores dues aux parois du local "an cho cit ".

Ce sont les performances de ces deux conditions de "champ libre", "surdité" et an cho cit " que nous chiffrerons dans cette étude.

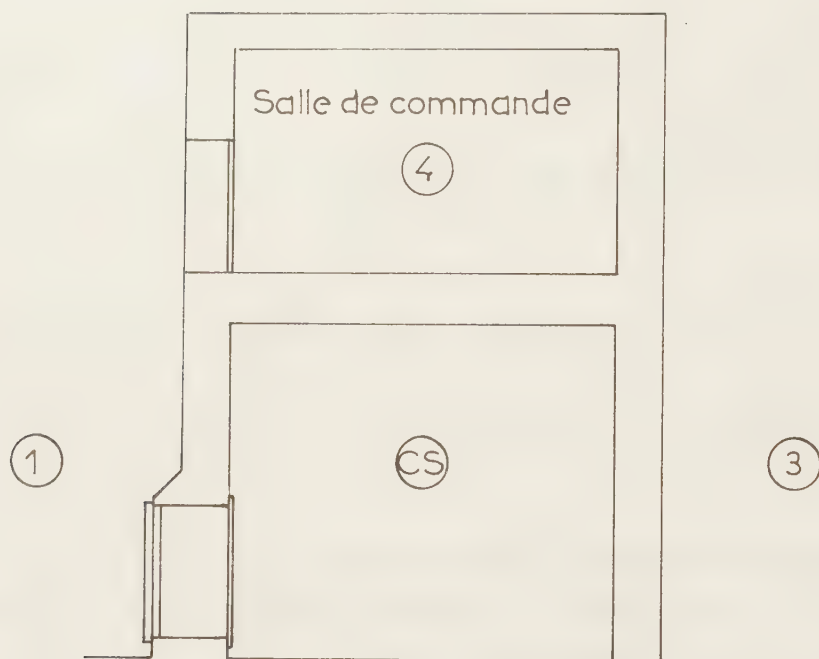
C'est dans une salle de 4,6 X 5 X 7 m, aux murs de 65 cm d'épaisseur, située dans l'aile ouest des bâtiments que fut réalisée la C.S.. L'implantation générale se présente comme sur les figures 1.2.

En fonction des dimensions du local à vide, de l'épaisseur et de la nature du tapissage des parois, et, par conséquent, du rapport entre les dimensions du volume utile de la salle et de la longueur d'onde, la fréquence limite la plus basse admissible satisfaisant la condition de transmission non perturbée parallèle à des surfaces à amortissement poussé est de 130 Hz. Pour la fréquence limite supérieure étudiée, nous nous sommes limités à 12000 Hz.

IMPLANTATION E. N. S. M. Chambre Sourde



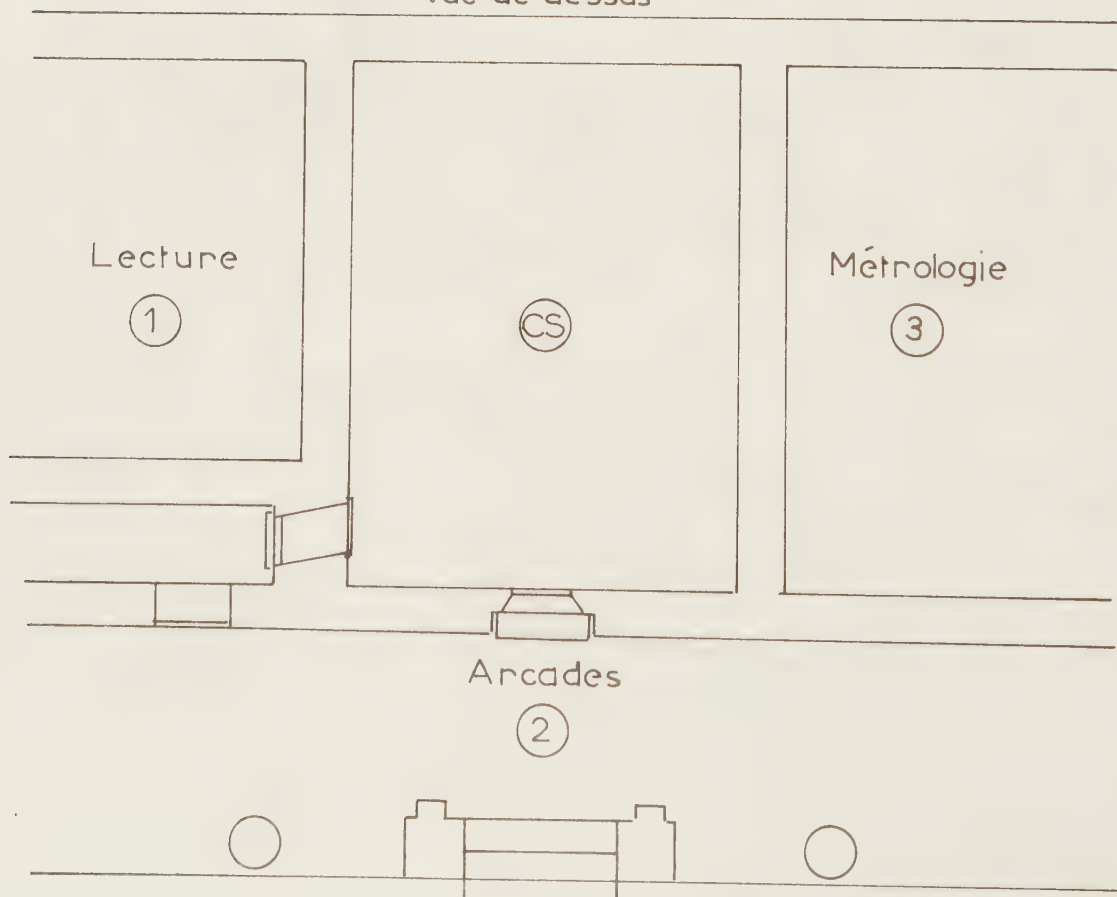
IMPLANTATION C.S.



Vue de face

FIG 2

Vue de dessus



II - Surdité de la Chambre Sourde

Une Chambre est Sourde si les bruits émis à l'extérieur de celle-ci n'y pénètrent pas. On mesure la performance de la "surdité" d'une telle chambre, en mesurant la perte à la transmission de ses parois aux bruits aériens et à la transmission aux bruits d'impacts des dalles situées autour.

Habituellement, pour obtenir une bonne "surdité", la solution classique consiste à réaliser une double enceinte avec salle intérieure flottante.

Après avis de M. Liénard (Chef du Service de l'O N E R A) et de M. Paillard (représentant de ISOFI-WANNER), cette solution coûteuse ne fut pas retenue, vu l'isolement général du local, l'épaisseur des murs et nos exigences sur les basses fréquences.

Surdité aux aériens

Le bruit aérien est produit par six baffles Supravox de 100 litres avec haut-parleur de diamètre 20 cm. On utilise un son hululé d'au moins 115 dB sur le 1/3 d'octave de 1000 Hz. La perte de transmission a été mesurée, pour les filtres 1/3 d'octave allant de 50 Hz à 5000 Hz, à l'aide de microphones B et K d'un pouce. Voir schéma-mesure, figure 3.

Chaque mur de la C.S. a été testé au minimum quatre fois avec position des baffles et des microphones modifiée à chaque série. Nous avons ensuite fait une moyenne des résultats. Sur la figure 4, nous avons, en traits forts, la perte à la transmission de la chambre sourde terminée ; et en traits plus fins, la perte à la transmission avant modifications.

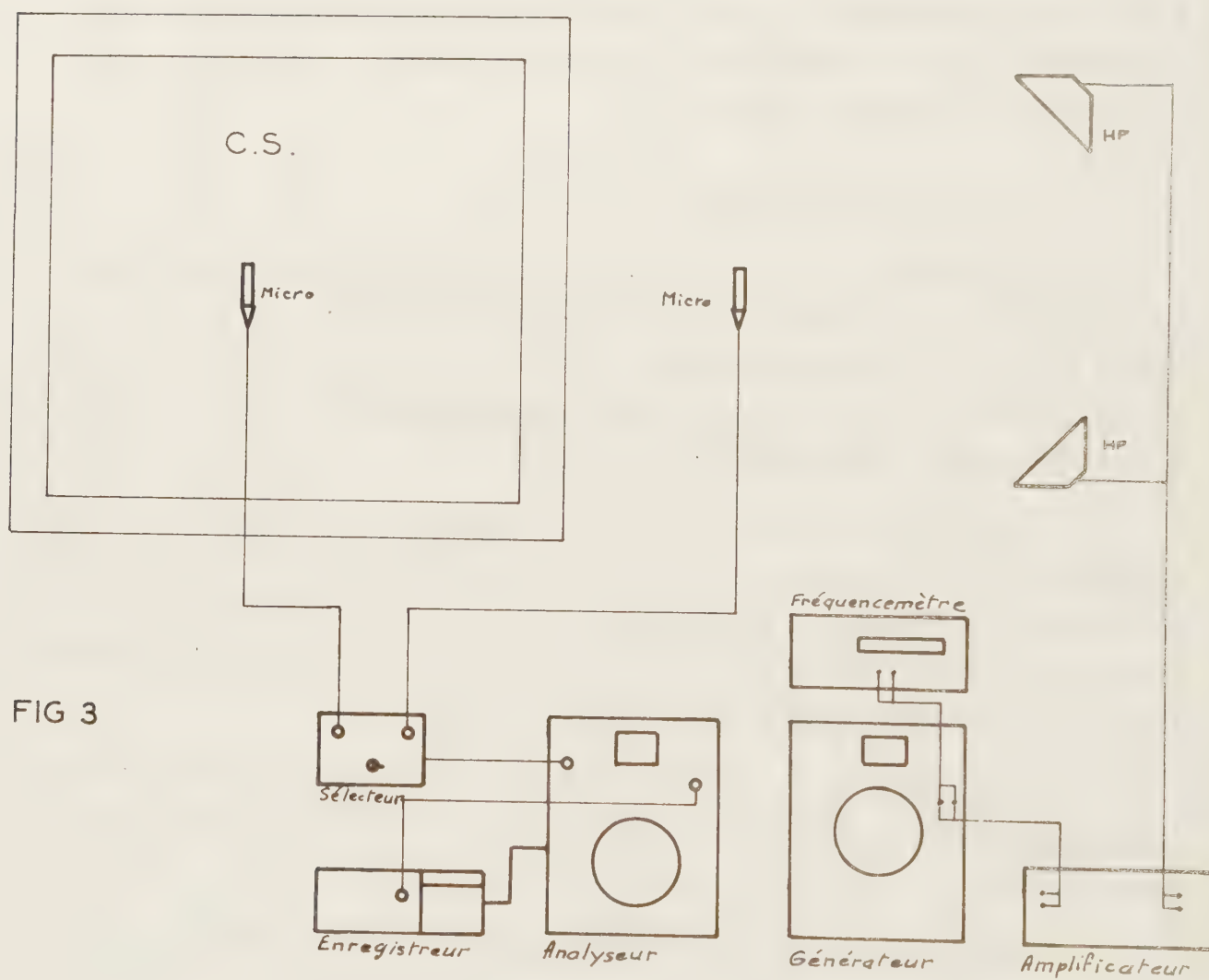
Les chiffres 1, 2, 3 et 4 repèrent les parois et traitements étudiés, la cinquième paroi, parfaitement homogène, et face à un domaine très calme, n'a pas été testée.

Cette notation est la même tout au long du texte, voir les figures 1 et 2, disposition des locaux.

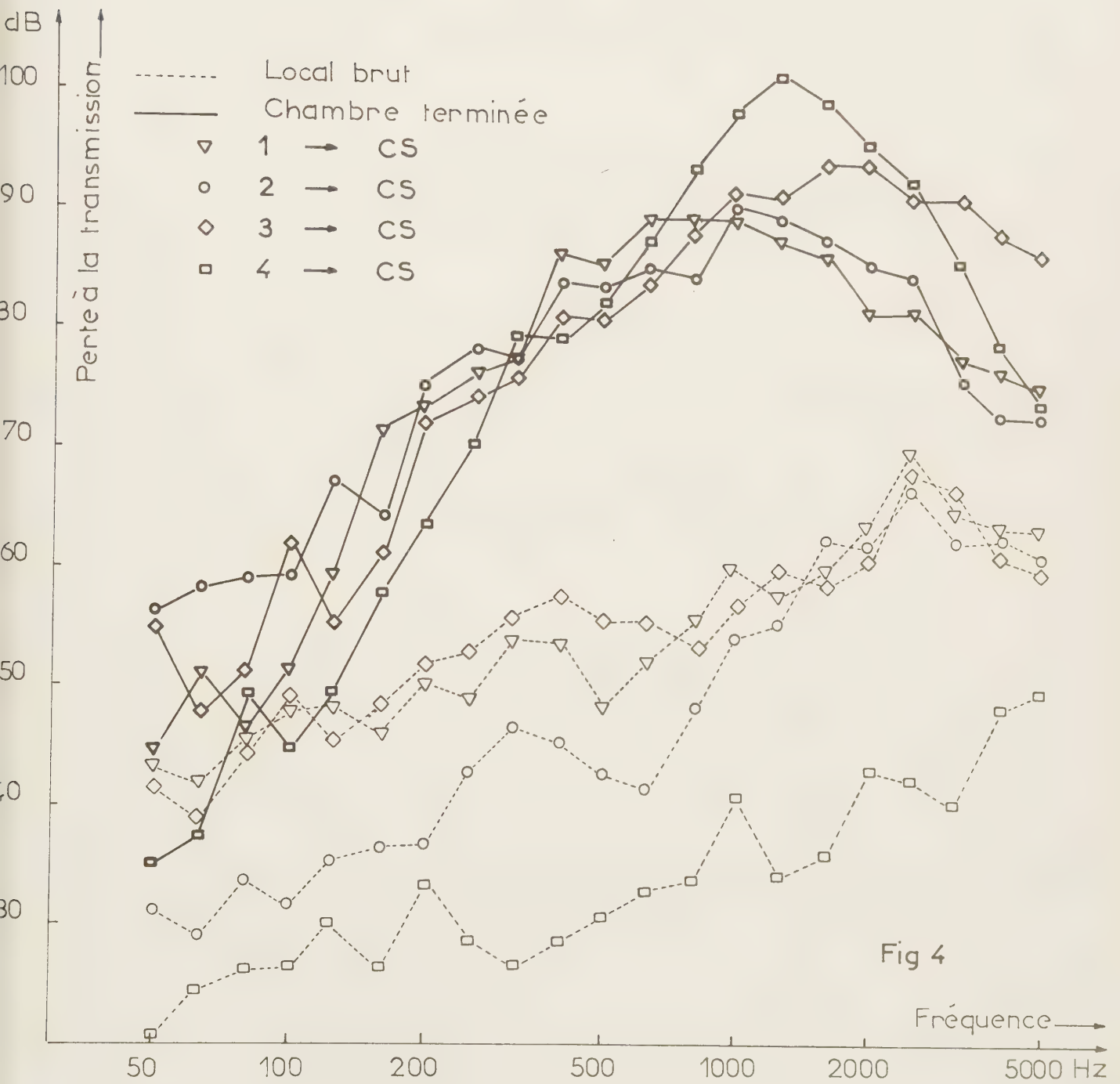
En résumé, l'isolation obtenue aux aériens est de 70 dB à 200 Hz, 80 dB à 400 Hz et 90 dB à 1000 Hz. Par rapport aux résultats obtenus avec une construction double enceinte (cf. C.S. du D.T.H.) nous sommes légèrement moins bons de 7 dB en moyenne. Nous sommes donc en présence d'excellents résultats.

TRANSMISSION AUX BRUITS AERIENS

Schéma de mesure



ISOLATION AUX BRUITS AERIENS



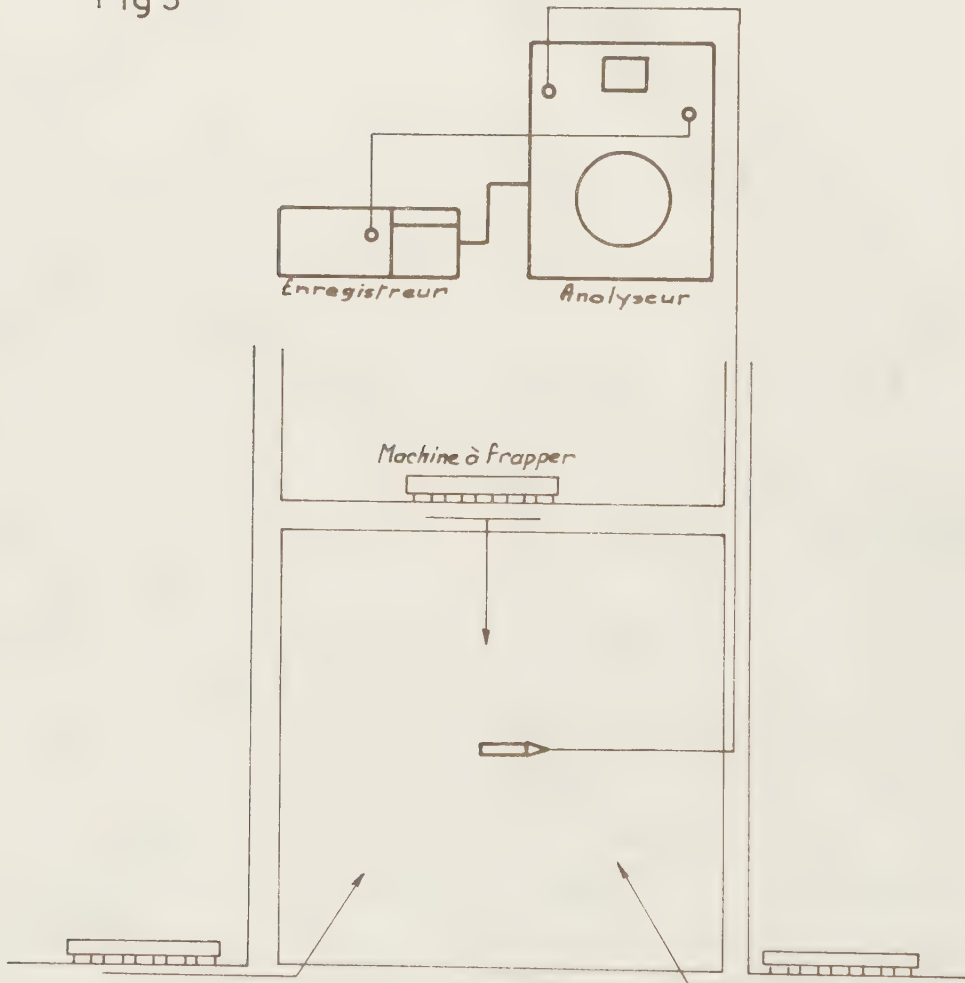
Surdité aux impacts

Habituellement, ce test n'est pas fait, les locaux de la Chambre Sourde étant construits à part et désolidarisés du milieu extérieur. Cela n'est pas notre cas, et pour cette raison, nous avons mesuré la transmission aux bruits d'impacts, à l'aide d'une machine à frapper normalisée, pour les basses fréquences de 25 Hz à 400 Hz. Nous avons ainsi comparé les dalles des différentes salles se trouvant autour de la C.S. Schéma mesure figure 5.

TRANSMISSION AUX BRUITS D'IMPACTS

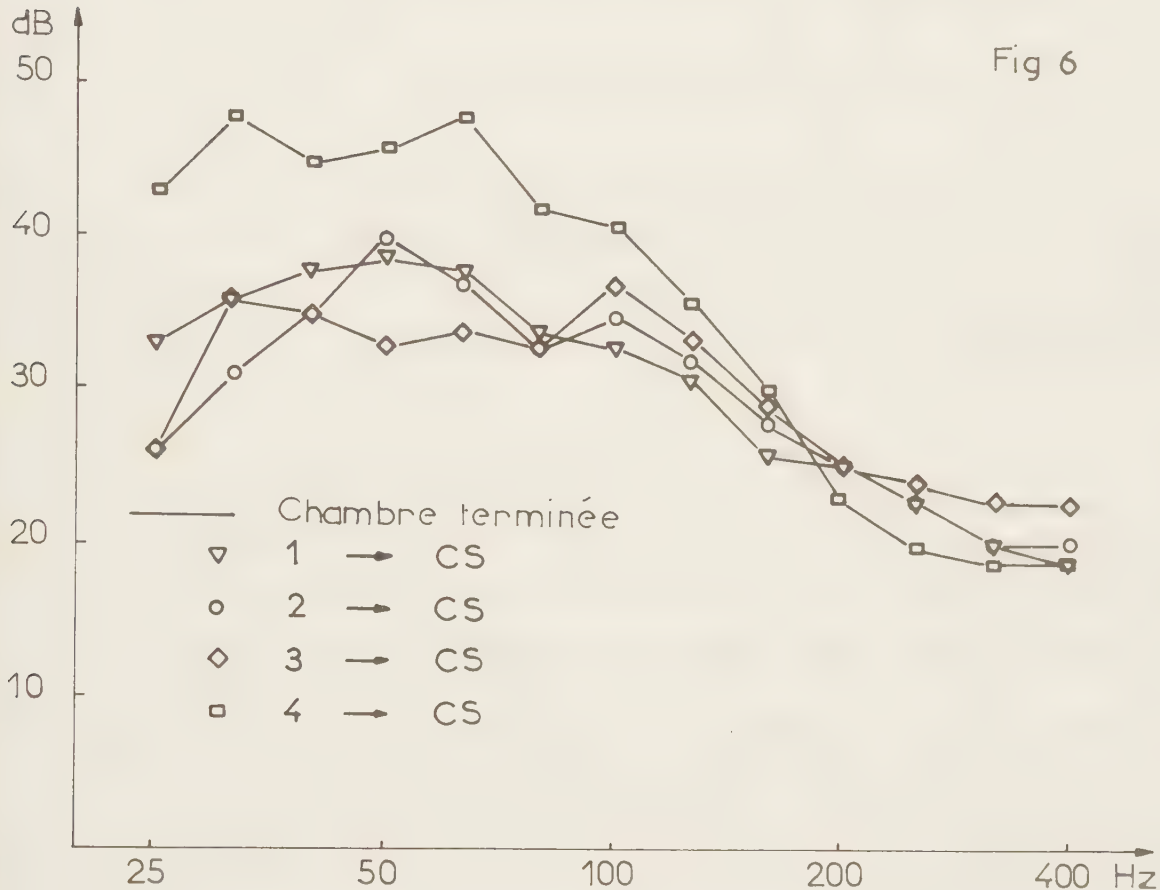
Schéma de mesure

Fig 5



Pour chaque dalle testée, nous avons fait une quinzaine de mesures en déplaçant à chaque fois et la machine à frapper et le microphone placé à la réception dans la chambre. Les résultats sont représentés à la figure 6.

TRANSMISSION AUX BRUITS D'IMPACTS



Les impacts horizontaux sont bien groupés. Seul l'impact du plafond de la C.S. présente une légère faiblesse par rapport à ceux-ci. Ce plafond manque donc un peu de masse au mètre carré au-dessous de 100 Hz. Mais dans la bande de mesure qui nous intéresse, tout rentre dans l'ordre.

Ainsi, la transmission aux bruits d'impacts est de 35 dB à 125 Hz et de 25 dB à 200 Hz. Ce résultat est convenable, mais la double enceinte aurait évidemment réduit cette transmission.

Bruit de fond

Les mesures de bruit de fond ont été réalisées avec un niveau de bruit aux abords du local de 70 dB. Ce niveau est normal. Nous avons effectué un balayage en filtre 1/3 d'octave de 25 à 400 Hz. Résultats portés sur figure 7.

Ces résultats sont très bons ; nous sommes en effet, quelle que soit la basse fréquence comprise entre 25 et 400 Hz, restés en-dessous du seuil normal d'audition.

BRUIT DE FOND MOYEN

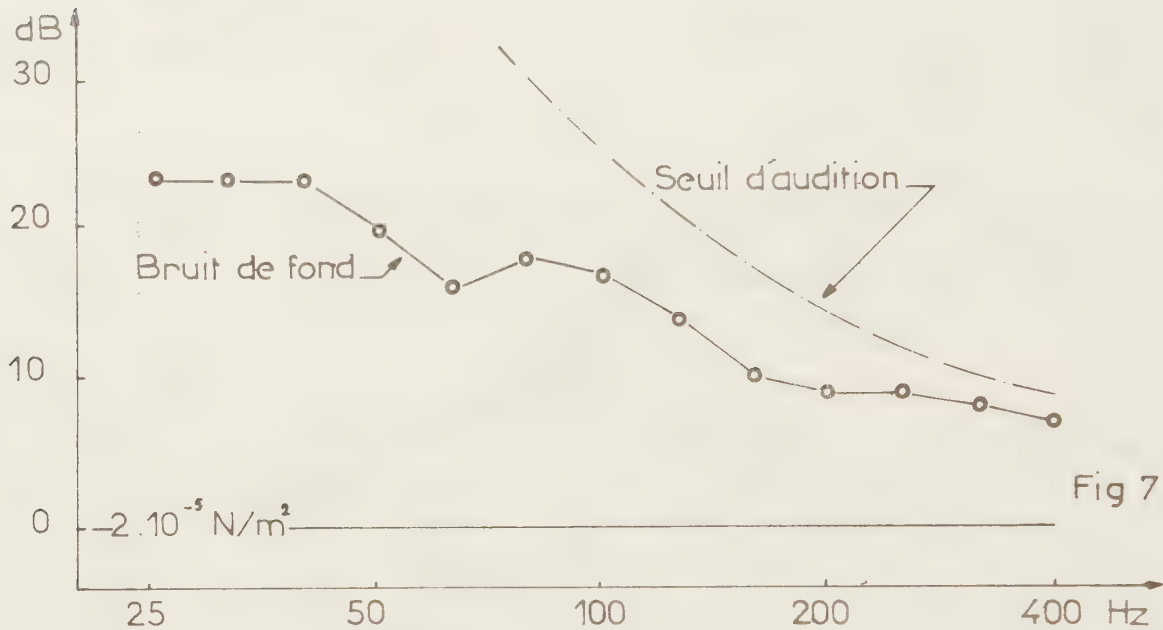


Fig 7

III - Pouvoir absorbant de la Chambre Sourde

Les conditions de champ libre sont caractérisées par l'absence d'échos.

La faiblesse des échos dans une chambre sourde est fonction du pouvoir de réduction des réflexions sonores sur ses parois intérieures. On mesure cette performance en traçant les courbes d'atténuation du champ sonore en fonction de la distance. Les écarts, par rapport à la loi en $1/r$, dite de champ libre, chiffrent cette performance.

Pour avoir les meilleurs résultats possibles, on améliore l'absorption du tapissage interne des parois en prévoyant, pour les basses fréquences comprises entre 125 Hz et 315 Hz, une absorption par résonateur d'Helmholtz. Le résonateur a été obtenu par un espace de 2 cm entre chaque base de coin limitant un col de 10 cm de longueur et un espace situé derrière de 20 cm de profondeur. Ce résonateur ainsi constitué est théoriquement centré sur 150 Hz.

En mesurant le temps de réverbération de la C.S. entre 100 Hz et 400 hz. on fait apparaître l'effet d'Helmutz. On peut aussi mesurer cet effet directement par enregistrement.

Ainsi réalisé, le tapissage de la Chambre Sourde nous permet d'obtenir à la limite inférieure que nous nous étions fixés, 125 Hz, un facteur de réflexion inférieur à 0,1 et un temps de réverbération inférieur à 0,1s.

Ecart par rapport à la loi en $1/r^2$ des niveaux en dB.

Nous avons mesuré les écarts par rapport à la loi en $1/r^2$ en traçant à l'aide d'un enregistreur de niveau les courbes d'atténuation du champ sonore en fonction de la distance et en reportant la courbe à la même échelle sur cet enregistrement ; il est facile de lire les écarts en mesurant la différence entre les deux tracés.

Nous avons couvert la gamme de fréquence 80 - 12000 Hz à l'aide d'un générateur d'onde sphérique constitué d'un moteur de haut-parleur à chambre de compression surmonté d'un tube de 8 mm de diamètre intérieur. Les caractéristiques de rayonnement sont pratiquement circulaires jusqu'à 4000 Hz et à 10000 Hz l'écart absolu le plus important ne dépasse toujours pas 3 à 4 dB.

Le système de déplacement du microphone, B et K d'un demi-pouce, est constitué d'un petit chariot se déplaçant sur un câble métallique placé juste au-dessous du plafond. Ce chariot est tiré par un câble métallique très fin relié à un petit moteur électrique asynchrone, permettant d'obtenir une vitesse de déplacement rigoureusement constante dans le temps, à deux sens de marche.

La cartouche de microphone, placée à hauteur de l'extrémité du tube d'émission, est reliée au chariot par son câble souple de cathode. Voir système figure 8.

Résultats figures 9 - 10. Par rapport au volume utile relativement restreint (3 m x 3,41 m x 5,45 m) de la C.S. une fois terminée, les résultats sont tout-à-fait remarquables. Ainsi à 1m de la source, variation de l'écart par rapport à la loi en $\frac{1}{r^2}$ est inférieur à 1 db dans toute la gamme de 80 à 20 000 Hz et à 2 m inférieur à 2 db. Si à 3 et 4 m, les résultats sont nettement moins bons, c'est que nous sommes en zone interdite aux mesures (1 m du tapissage). Les résultats représentent à peu près le maximum que l'on puisse faire dans ce genre de réalisation.

ATTENUATION EN FONCTION DE LA DISTANCE

Schéma de mesure

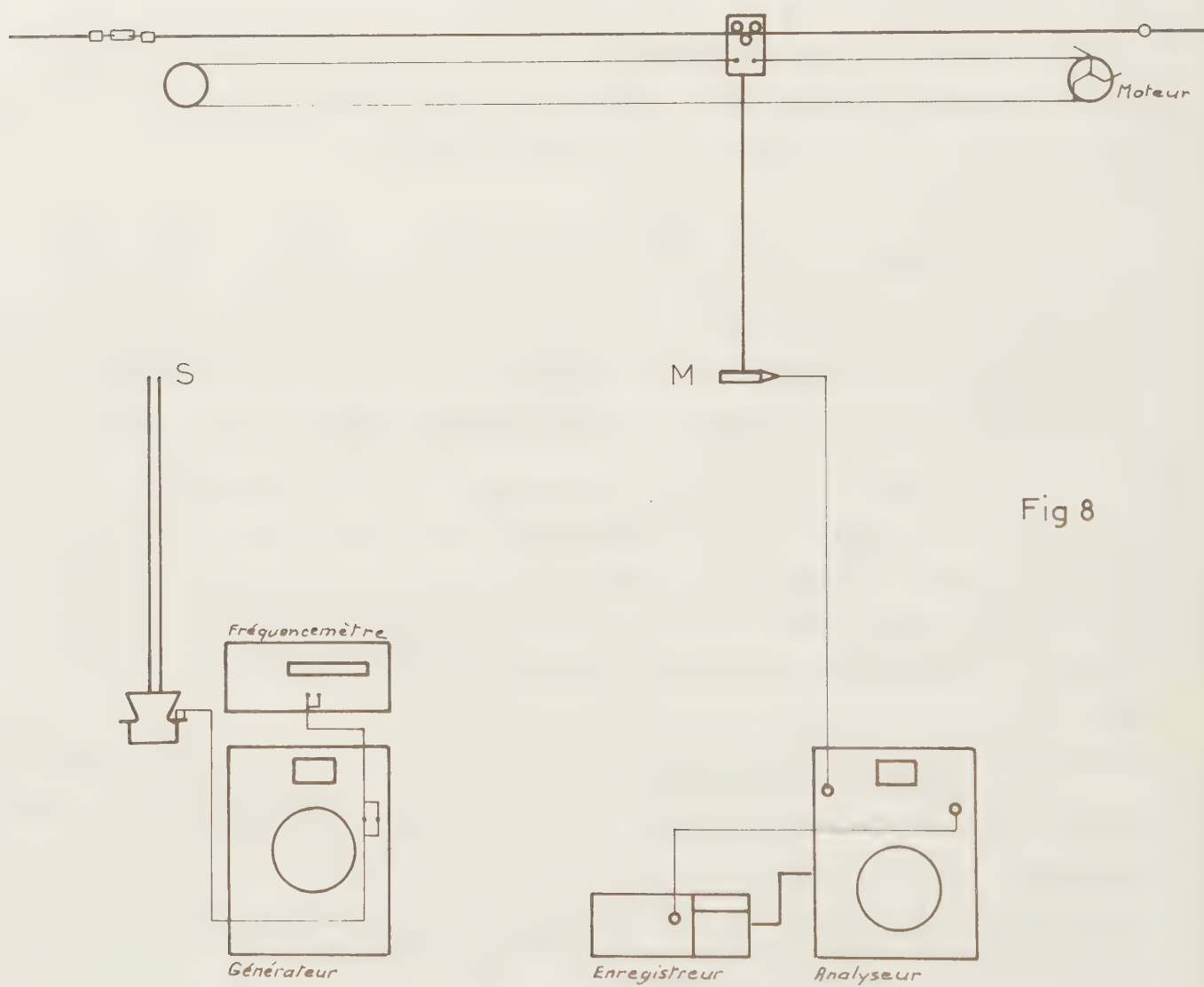


Fig 8

ATTENUATION DU NIVEAU SONORE EN FONCTION DE LA DISTANCE

Fig 10



Mesure du I.K. (temps de réverbération) et de l'effet d'Helmetz

Nous avons amélioré l'absorption du tapissage aux fréquences comprises entre 100 et 400 Hz en centrant la résonance d'une cavité d'helmetz sur 200 Hz. Le résultat est positif. Pour cela, il suffit de regarder les écarts par rapport à la loi en $\frac{1}{r^2}$. En effet, à 200 Hz, nous sommes en présence d'écarts pratiquement nuls. On observe le même problème en traçant la courbe du T.R. en fonction de la fréquence (figure 11). Mais bien que le col soit constitué par de la laine de verre, le phénomène d'absorption se produit dans une zone assez étroite. Nous prévoyons de réduire ce col sur certaines rangées de coins de laine pour obtenir une meilleure absorption sur une plus large bande.

TEMPS DE REVERBERATION Fig 11



IV - Conclusions

Les performances des conditions de "Champ Libre", "Surdité" et "Absence d'Echo" de la Chambre Sourde de l'E.N.S.M. sont très bonnes.

La "Surdité" ou isolation aux bruits extérieurs, est excellente aux aériens 70 dB à 200 Hz, 80 dB à 400 Hz et 90 dB à 1000 Hz. Aux bruits d'impacts, la double enceinte se révélerait indispensable si nous n'étions dans un milieu aussi calme. Il est bon de remarquer cependant que le Bruit de fond en basse fréquence se révèle être toujours inférieur au seuil d'audition.

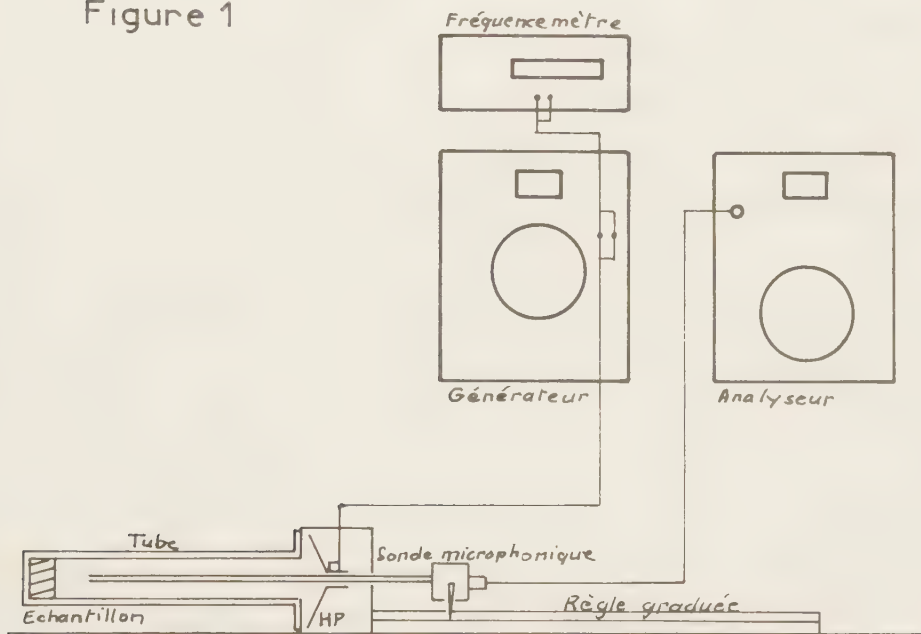
En ce qui concerne l'absorption et la réduction maximale des réflexions sonores dues aux parois du local, les résultats représentent à peu près ce que l'on fait de mieux pour un volume utile de C.S. de 56 m³ (3 x 3,41 x 5,45 m), c'est-à-dire un écart de 1 dB à 1 m et de 2 dB à 2 m dans les plus mauvais cas par rapport à la loi en $\frac{1}{r^2}$.

ANNEXE II

Mesure du coefficient d'absorption des matériaux acoustiques au tube de KUNDT sous incidence normale

II.1 - Principe et mesure du coefficient d'absorption α

Figure 1



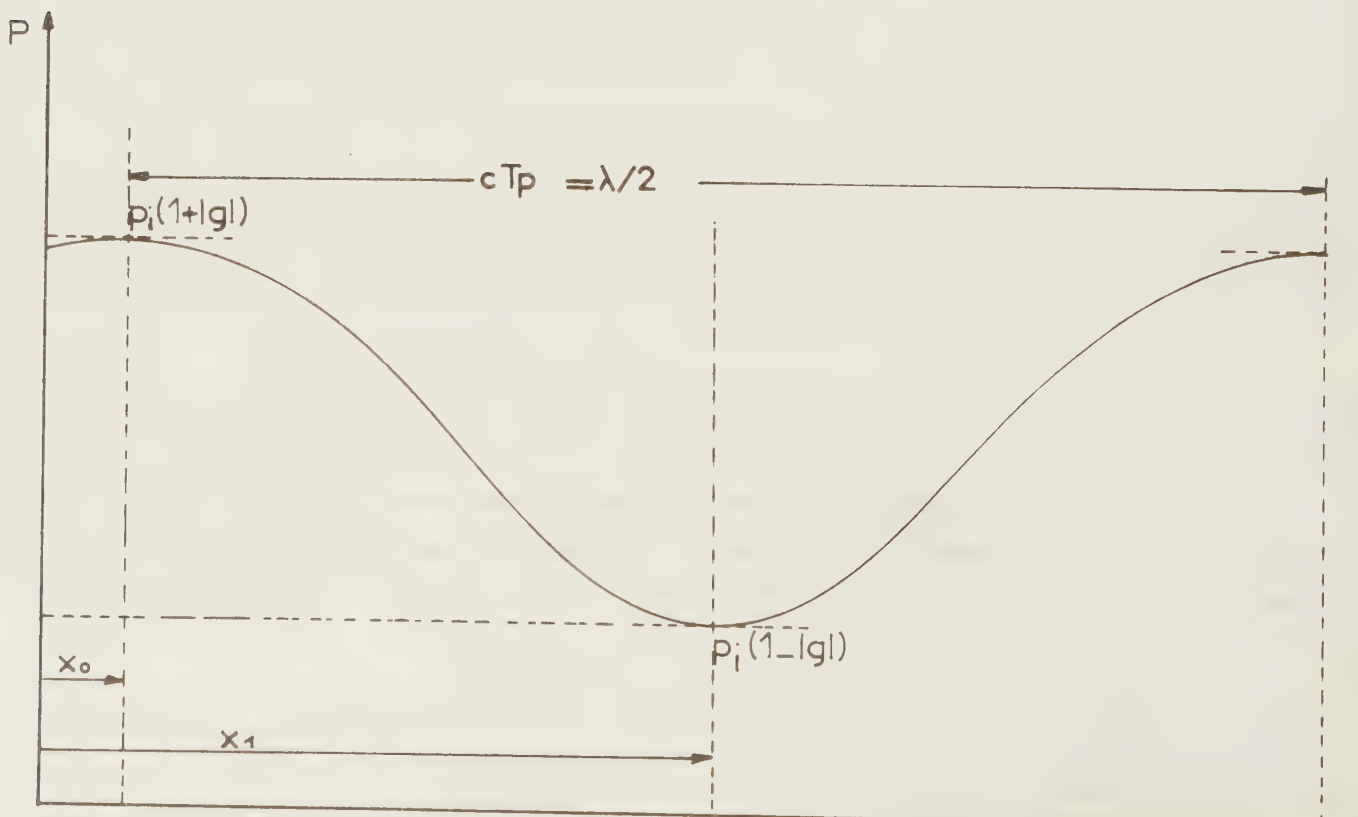
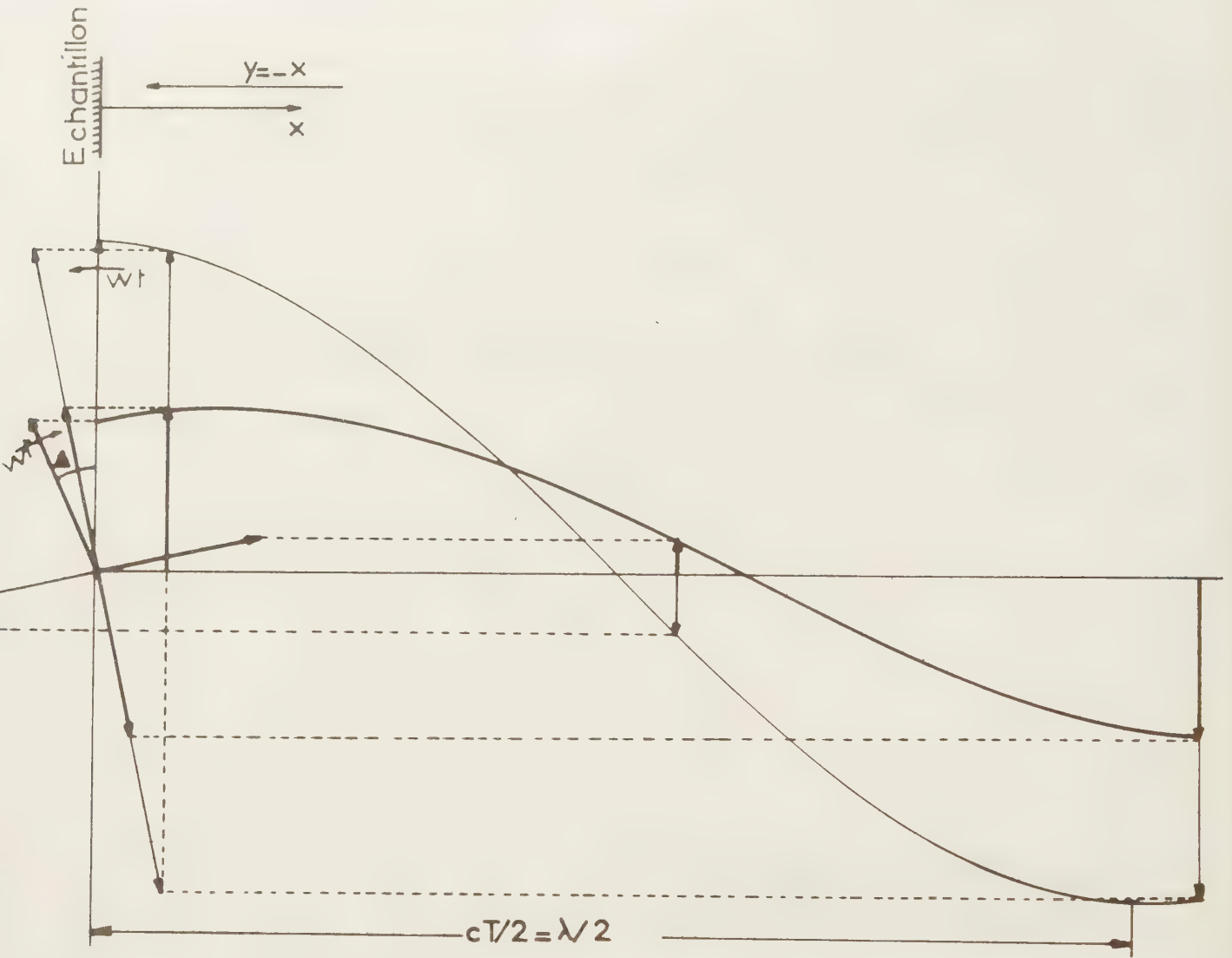
Le générateur fournit au haut-parleur la fréquence de test souhaitée. Les ondes émises parcourent le tube et viennent frapper l'échantillon placé dans la suite à l'extrémité du tube. La combinaison de l'onde incidente d'amplitude p_i et de l'onde réfléchi d'amplitude $|g| p_i$ donne une forme d'onde stationnaire de pression ayant des maxima de pression $p_i (1 + |g|)$ et des minima $p_i (1 - |g|)$. Du rapport n des pressions acoustiques maximales et minimales on écrit le facteur de réflexion $|g|$:

$$|g| = \frac{N - 1}{N + 1} \quad (1)$$

Etant intéressé par le coefficient d'absorption α , c'est-à-dire rapport de l'énergie absorbée à l'énergie incidente, nous écrivons en d'autres termes :

$$\alpha = 1 - |g|^2$$

COMBINAISON DES ONDES STATIONNAIRES



II.2 - Mesure du déphasage à la réflexion Δ

Nous supposons qu'à $y = 0$, face avant de l'échantillon, la pression acoustique de l'onde incidente est p_i et celle de l'onde réfléchi p_r telle que :

$p_r = |g| p_i e^{j\Delta}$, $e^{j\Delta}$ caractérisant le déphasage Δ entre p_i et p_r au moment de réflexion. Le long du tube, les ondes acoustiques se propagent suivant les conventions.

$$p_i(y) = p_i e^{-j \frac{\omega x}{c}} \quad \text{onde incidente}$$

avec $y = -x$ et $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$p_r(x) = p_r e^{-j \frac{\omega x}{c}} \quad \text{onde réfléchi}$$

Le déphasage Δ entre les deux ondes sur la face avant de l'échantillon est donc :

$$\Delta = \frac{2\omega x}{c}$$

et en remplaçant $\frac{\omega}{c}$ par $\frac{2\pi}{\lambda}$

$$\Delta = \frac{4\pi x}{\lambda}$$

Lorsque Δ sera nul dans une section le long du tube, c'est-à-dire que p_i et p_r auront même sens, nous aurons un maximum de pression égal à : $(1 + |g|) p_i$. Cette section sera à la distance x_0 tel que $\Delta = \frac{4\pi x_0}{\lambda}$. Après rotation de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la position précédente, les deux vecteurs sont opposés et nous obtenons un minimum de pression : $(1 - |g|) p_i$. Cette section sera à la distance x_1 tel que :

$$\Delta + \pi = \frac{4\pi x_1}{\lambda}$$

Ce dernier résultat conduit à la formule :

$$\Delta = \left(\frac{x_1}{\lambda/4} - 1 \right) \pi$$

Sachant que la distance entre les deux premiers minima $x_2 - x_1$ est égale à $\lambda/2$ de la fréquence de test on a aussi :

$$\Delta = \left(\frac{2 x_1}{x_2 - x_1} - 1 \right) \pi$$

II.3 - Mesure de l'impédance acoustique

L'impédance acoustique spécifique est le rapport complexe entre la pression acoustique en un point d'un milieu acoustique et la vitesse des particules en ce point :

$$Z_s = \frac{p}{u} \text{ en } \text{Ns/m}^3$$

L'impédance sur la face avant de l'échantillon est donc :

$$Z = \frac{p_i + p_r}{u_1 + u_2} \text{ avec } u_1 = \frac{p_i}{\rho_o c} \text{ et } u_2 = \frac{-p_r}{\rho_o c}$$

$$\text{d'où : } \frac{Z}{\rho_o c} = \frac{1 + g}{1 - g}$$

II.4 - Valeurs de $|g|$, Δ , α et Z en fonction des grandeurs mesurées

La valeur du coefficient d'absorption $\frac{\alpha}{100}$ est obtenue directement sur l'appareil. Nous en déduisons $|g| = \sqrt{1 - \alpha}$ par calcul. Le déphasage à la réflexion est obtenu en utilisant les distances des maxi et des mini de pression par rapport à la face avant de l'échantillon. Nous nous servons essentiellement des minima beaucoup plus faciles à localiser. Nous avons :

$$\Delta = \frac{4 \pi f}{c} x_1 - \pi \text{ et donc ayant } |g| \text{ et } \Delta \text{ on en déduit } \frac{Z}{\rho_o c} = \frac{1 + |g| e^{j\Delta}}{1 - |g| e^{j\Delta}}$$

Nous pouvons aussi obtenir les parties réelles R et imaginaires I de $\frac{Z}{\rho_o c}$ directement en utilisant l'abaque donnant dans le plan R, I les cercles $\alpha = \text{cste}$ et $\Delta = \text{cste}$ (cf. Annexe IV).

II.5 - Erreurs absolues sur $|g|$, Δ , α et Z

Après calcul nous avons :

$$\Delta |g| = \left| \frac{1}{2 \sqrt{1 - \alpha}} \right| \Delta \alpha$$

$$\frac{\Delta \Delta}{360} = 2 \left| \frac{x_1}{c} \right| \Delta f + 2 \left| \frac{f x_1}{2} \right| \Delta c + 2 \left| \frac{f}{c} \right| \Delta x_1$$

Exemple pour 1000 Hz de l'influence des écarts en % de l'erreur totale sur Δ :

$f = 1000 \text{ Hz}$	$\Delta f = 1 \text{ Hz}$	$\rightarrow$	1,5 %	Tableau 1
$c = 340 \text{ m/s}$	$\Delta c = 2 \text{ m/s}$	$\rightarrow$	8,9 %	
$x_1 = 0,068 \text{ m}$	$\Delta x_1 = 0,004 \text{ m}$	$\rightarrow$	89,5 %	

Nous avons aussi :

$$\Delta R = \left| \frac{2K_2}{K_1^2} \right| \Delta |g| \quad \text{et} \quad \Delta I = \left| \frac{K_3}{|g| K_1^2} \right| \Delta |g|$$

$$+ \left| \frac{K_3}{K_1^2} \right| \Delta \Delta \quad + \left| \frac{2|g| K_2}{K_1^2} \right| \Delta \Delta$$

Sachant que :

Influence de $\Delta |g|$ et $\Delta \Delta$ sur R et I pour 1000 Hz

$$R = \text{partie réelle de } \frac{Z}{\rho_o c}$$

Sur R :

$$I = \text{partie imaginaire de } \frac{Z}{\rho_o c}$$

$\Delta |g|$ influe à 11,7 %

$\Delta \Delta$ influe à 88,3 %

$$K_1 = 1 + |g|^2 - 2|g| \cos \Delta$$

Sur I :

$$K_2 = \cos \Delta (1 + |g|^2) - 2|g|$$

$\Delta |g|$ influe à 89,3 %

$\Delta \Delta$ influe à 10,7 %

$$K_3 = 2|g|(1 - |g|^2) \sin \Delta$$

II.6 - Mesures expérimentales

Sur le même matériau, que nous étudions par les méthodes sous incidence oblique, c'est-à-dire laine de verre de 5 cm d'épaisseur et 35 kg/m³ de densité nous avons tracé le graphe des coefficients d'absorption et de déphasage à la réflexion en fonction de la fréquence.

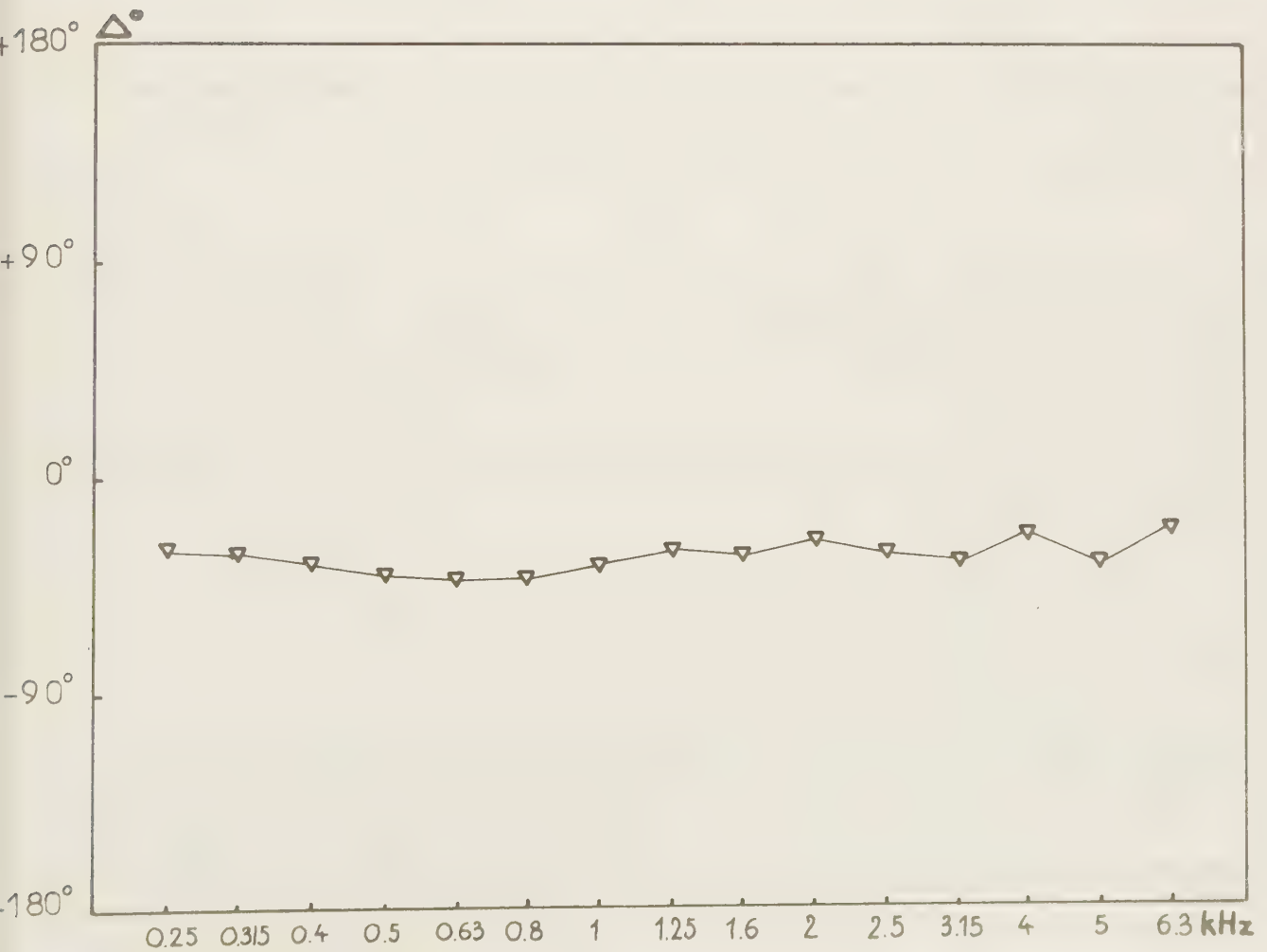
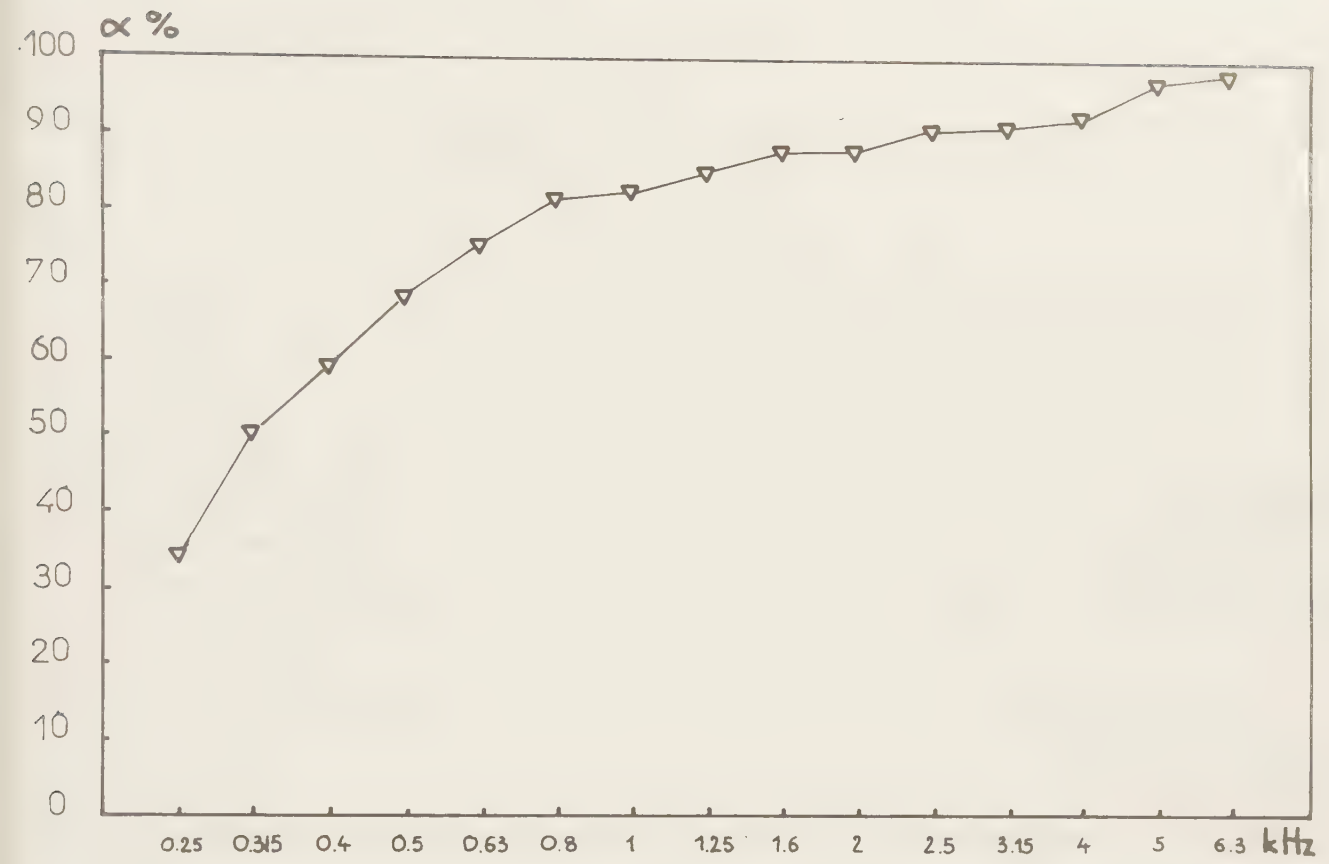
Tableau 3

f en KHz	0,25	0,315	0,4	0,5	0,63	0,8	1
α %	34 ¹⁰	50 ¹⁷	58 ⁵	68 ⁵	75 ⁵	81 ⁴	83 ⁴
x_1	0,280 ^{0.005}	0,217 ^{0.005}	0,17 ^{0.005}	0,13 ^{0.005}	0,103 ^{0.005}	0,081 ^{0.004}	0,068 ^{0.004}
x_2	0,630 ^{0.005}	0,50 ^{0.005}	0,383 ^{0.005}	0,3 ^{0.005}	0,239 ^{0.005}	0,187 ^{0.004}	0,152 ^{0.004}
$ g $	0,812 ^{0.062}	0,707 ^{0.050}	0,648 ^{0.039}	0,566 ^{0.044}	0,50 ^{0.050}	0,434 ^{0.046}	0,412 ^{0.049}
Δ	- 24 ⁴	- 30 ⁵	- 36 ⁵	- 42 ⁶	- 42 ⁸	- 42 ⁸	- 37 ⁹
α %	34 ¹⁰	50 ¹⁷	58 ⁵	68 ⁵	75 ⁵	81 ⁴	83 ⁴
R	1,938 ^{0.952}	1,817 ^{0.535}	1,652 ^{0.345}	1,419 ^{0.284}	1,48 ^{0.286}	1,494 ^{0.212}	1,623 ^{0.264}
I	- 3,759 ^{0.825}	- 2,568 ^{0.516}	- 2,051 ^{0.312}	- 1,581 ^{0.259}	- 1,32 ^{0.256}	- 1,07 ^{0.184}	- 0,969 ^{0.219}

Tableau 4

1,25	1,6	2	2,5	3,15	4	5	6,3
86 ⁴	87 ⁴	87 ³	91 ³	91 ³	93 ³	98 ²	99,5 ¹
0,057 ^{0.004}	0,044 ^{0.004}	0,033 ^{0.003}	0,028 ^{0.003}	0,021 ^{0.003}	0,018 ^{0.003}	0,013 ^{0.003}	0,012 ^{0.002}
0,125 ^{0.004}	0,094 ^{0.004}	0,082 ^{0.003}	0,061 ^{0.003}	0,049 ^{0.003}	0,040 ^{0.003}	0,031 ^{0.003}	0,025 ^{0.002}
0,374 ^{0.054}	0,361 ^{0.056}	0,30 ^{0.042}	0,30 ^{0.050}	0,265 ^{0.050}	0,265 ^{0.052}	0,141 ^{0.071}	0,071 ^{0.071}
- 30 ¹²	- 34 ¹⁵	- 27 ¹⁵	- 33 ¹⁷	- 37 ²¹	- 24 ²⁶	- 37 ³⁰	- 24 ³⁰
86 ⁴	87 ⁴	87 ³	91 ³	91 ³	93 ³	98 ²	99,5 ¹
1,748 ^{0.376}	1,636 ^{0.388}	1,786 ^{0.421}	1,551 ^{0.347}	1,49 ^{0.379}	1,587 ^{0.465}	1,233 ^{0.275}	1,137 ^{0.208}
- 0,76 ^{0.104}	- 0,759 ^{0.178}	- 0,673 ^{0.291}	- 0,557 ^{0.251}	- 0,591 ^{0.214}	- 0,368 ^{0.329}	- 0,214 ^{0.220}	- 0,066 ^{0.145}

* Les petits chiffres représentent les limites de l'erreur.



ANNEXE III

Mise au point d'une source ponctuelle et isotrope

III.1 - Présentation

Cette étude a été entreprise pour satisfaire une des exigences fondamentales, sur la source sonore, de la mesure du coefficient d'absorption sous incidence oblique en milieu anéchoïque. Nos travaux ont été guidés par l'utilisation des tuyaux résonants comme source acoustique à rayonnement sphérique.

Les sources acoustiques traditionnelles ne remplissaient pas en effet les qualités particulières que nous recherchions, à savoir :

- Dans le domaine des fréquences considérées, de 400 Hz à 5000 Hz, la source doit-être pratiquement omnidirectionnelle, c'est-à-dire que son rayonnement doit-être sensiblement le même dans toutes les directions.

- La puissance de rayonnement de la source doit-être suffisante dans tout le domaine de fréquence. Lorsque la puissance est insuffisante et l'éloignement r relativement important, le son d'essai peut-être modifié par le bruit de fond de la Chambre Sourde.

- Le Champ proche, c'est-à-dire la zone circonvoisine de la source, dans laquelle en raison des dimensions finies de la partie active de la source, la loi en $\frac{1}{r}$ n'est pas valable, doit-être aussi petite que possible.

- Le rayonnement des sons purs doit comporter aussi peu d'harmoniques que possible.

III.2 - Considérations théoriques

En principe, une source acoustique de nature quelconque rayonne dans toutes des directions lorsque ses dimensions linéaires sont très petites par rapport à la longueur d'onde λ du son émis, une telle source ne rayonne cependant pratiquement aucune énergie. Une membrane circulaire, par exemple

de rayon a , vibrant dans le sens de son axe et ne remplissant pas la condition $\frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$ accuse déjà une différence de plusieurs décibels par rapport aux caractéristiques d'une source sphérique. Une amélioration importante est apportée au système lorsqu'on fait vibrer la membrane à la façon d'un piston dans le plan d'ouverture d'un tuyau cylindrique à paroi mince, tout en veillant à ce que l'espace libre entre la membrane et le tuyau soit réduit au minimum. Beranek, entre autres, dit que pour une source acoustique idéale de ce genre, la différence maximale par rapport à la caractéristique d'une source sphérique est inférieure à 1 dB aussi longtemps que la condition $\frac{2\pi a}{\lambda} \leq 0,5$ est remplie. Ce principe de la membrane piston trouve des applications sous une forme modifiée dans le modèle d'essai dont il sera question.

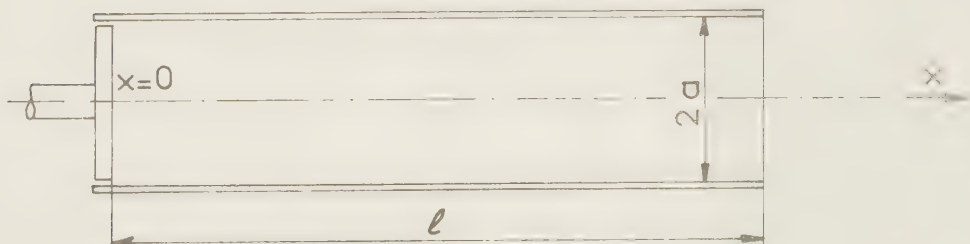
Afin d'augmenter la puissance rayonnée, la longueur du tuyau a été déterminée de telle manière que la colonne d'air qui s'y trouve entre en résonance. La membrane n'agit plus alors à proprement parler comme source acoustique, ce rôle étant rempli par l'ouverture du tuyau à l'extrémité opposée.

Le champ proche est inférieur à l'espace limité par la distance r du centre de la partie active de la source, c'est-à-dire approximativement du centre de l'ouverture du tuyau, r valant environ :

$$r > \frac{\pi a^2}{\lambda} \text{ et } r > a$$

III.3 - Conditions dans le tuyau résonant.

En résumé, et suivant le dispositif schématisé ci dessous



et si l'on considère la vitesse $\vec{v}_0$ comme une grandeur déterminée acoustiquement dans le tuyau, on peut alors décrire les phénomènes qui se produisent à l'intérieur du tuyau en se basant sur les relations fondamentales :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \quad \text{avec } p \text{ et } v \text{ valeurs instantanées de la pression acoustique et de la vitesse.}$$

La solution générale de l'équation aux dérivées partielles ci-dessus est donnée par :

$$v(u, t) = \psi_+ (ct - x) + \psi_- (ct + x)$$

Sachant que la vitesse vibratoire dans le tuyau varie sinusoïdalement et en tenant compte des conditions aux limites en $x = 0$ et $x = \ell$ on peut écrire :

$$\vec{v} = \frac{\vec{v}_0}{1 - |g| e^{-j(2\frac{\omega}{c}\ell - \Delta)}} \left[e^{-j\frac{\omega}{c}x} - |g| e^{j\frac{\omega}{c}x - j(2\frac{\omega}{c}\ell - \Delta)} \right]$$

Crémer démontre que dans le cas d'augmentation brusque de la section du tuyau le facteur de réflexion $|g|$ est pratiquement égal à 1 et le déphasage Δ à π . On peut donc écrire finalement $\vec{v}$ sous la forme :

$$\vec{v} = \vec{v}_0 \frac{\cos \frac{\omega}{c} (\ell - x)}{\cos \frac{\omega}{c} \ell}$$

et

$$\vec{p} = \rho_0 c \vec{v}_0 \frac{\sin \frac{\omega}{c} (\ell - x)}{\cos \frac{\omega}{c} \ell}$$

Ce sont évidemment les équations typiques des ondes stationnaires avec des ventres et des noeuds prononcés.

Dans le cas d'une fréquence constante f , la longueur du tuyau nécessaire pour que la résonance ait lieu est donnée par :

$$\ell = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{1}{2} + n \right) \quad \text{avec } n = 0, 1, 2, \dots$$

III.4 - Conditions à l'extérieur du tuyau résonant

Comme à la résonance, un maximum de vitesse se produit toujours à l'extrémité du tuyau ($x = \lambda$), on peut imaginer qu'à cet endroit est placée une membrane idéale, d'un diamètre $2a$ et dont la masse est nulle. Une telle membrane vibrerait à une vitesse bien supérieure à celle de la membrane d'excitation placée à l'origine du tuyau ($x = 0$). Cette dernière n'a alors en tant que source acoustique plus aucune importance. A l'extrémité du tuyau, il se produit une pression acoustique en phase avec la vitesse, de sorte que l'énergie s'échappe à l'extrémité du tuyau. A la suite des phénomènes de diffraction, les ondes acoustiques pénètrent dans le milieu ambiant presque sous la forme d'ondes sphériques et ceci aussi longtemps que la condition $\frac{2\pi a}{\lambda} \ll 0,5$ est remplie.

Le tuyau ne sert pas seulement à augmenter l'effet de résonance, il empêche aussi l'effet dit de "court-circuit" acoustique et provoque ainsi une augmentation supplémentaire de la puissance de la source.

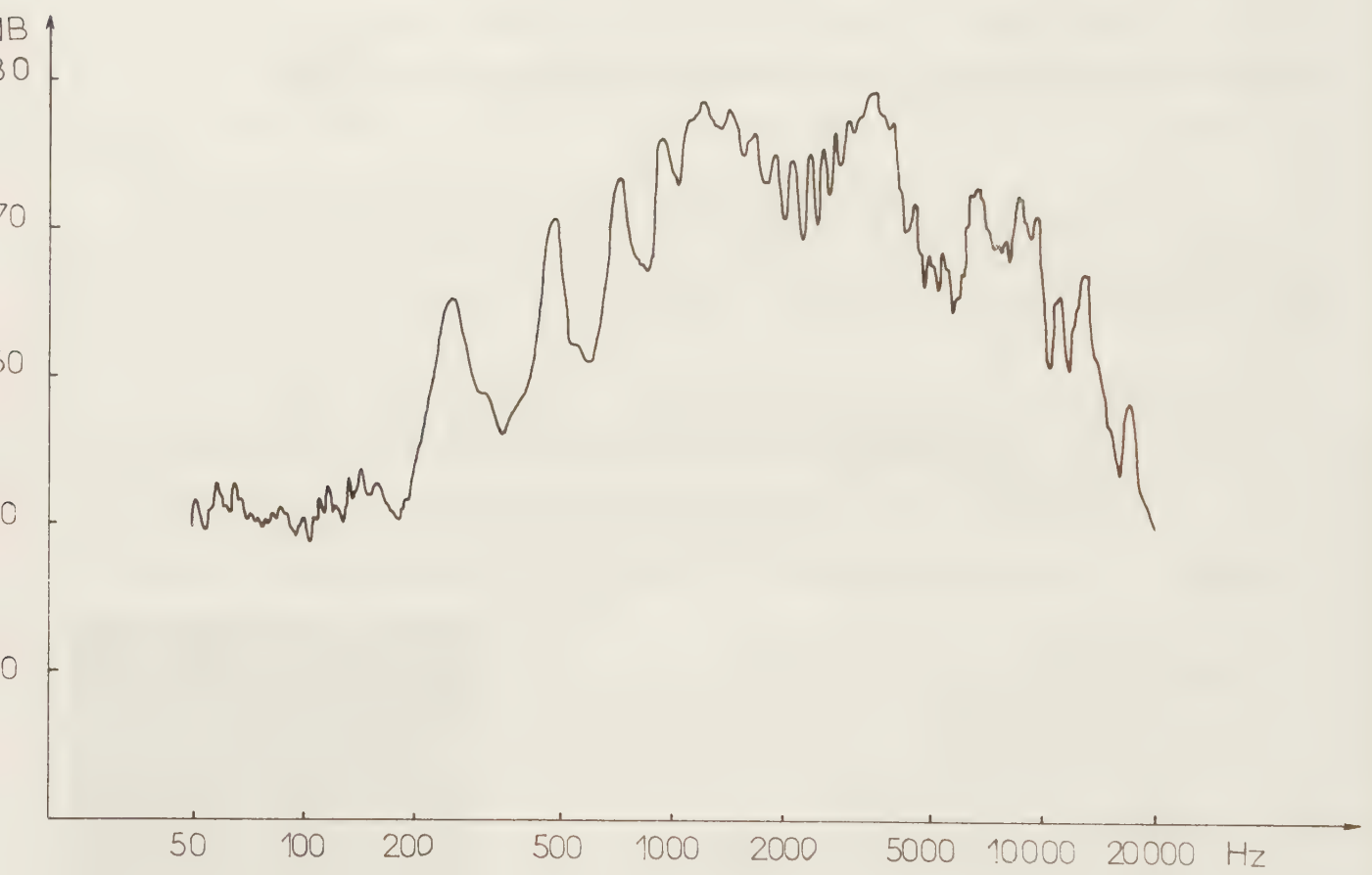
III.5 - Présentation et caractéristiques de la source adoptée

En réalité nous avons adopté un moteur dynamique de haut-parleur à chambre de compression surmonté d'un tube inox de caractéristiques suivantes :

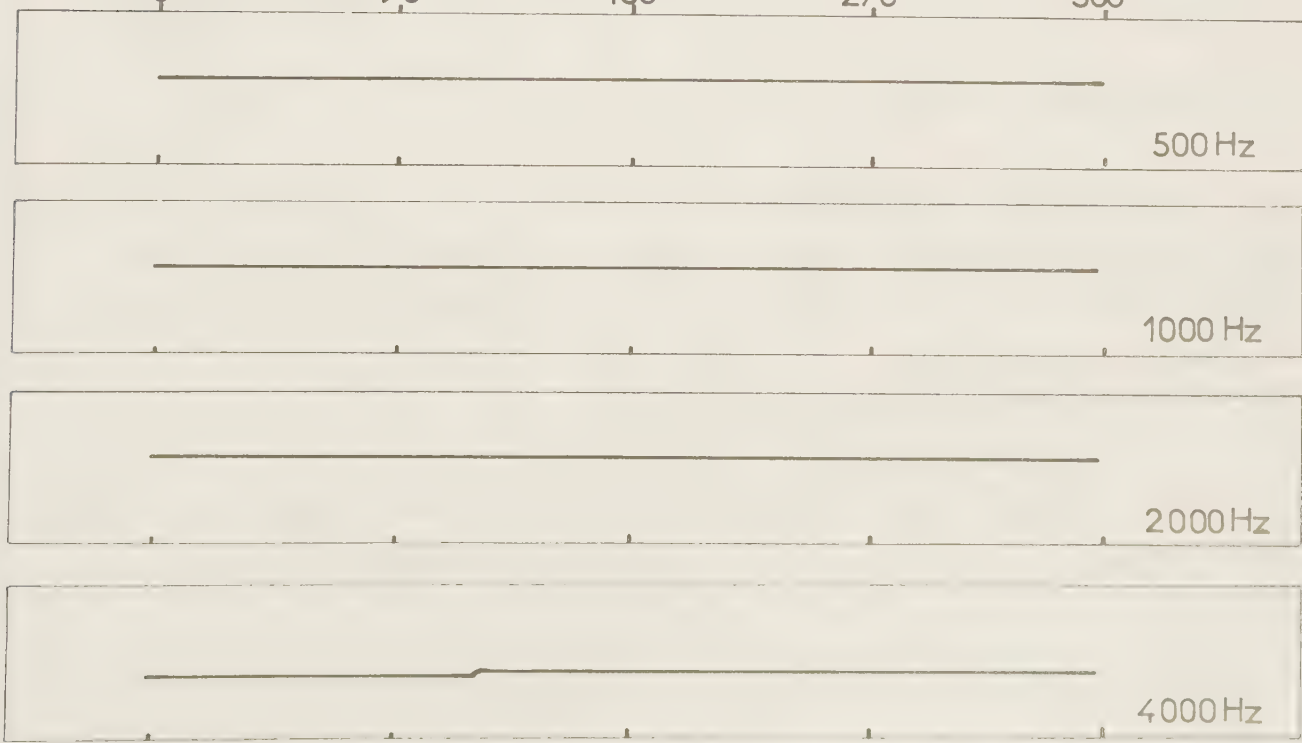
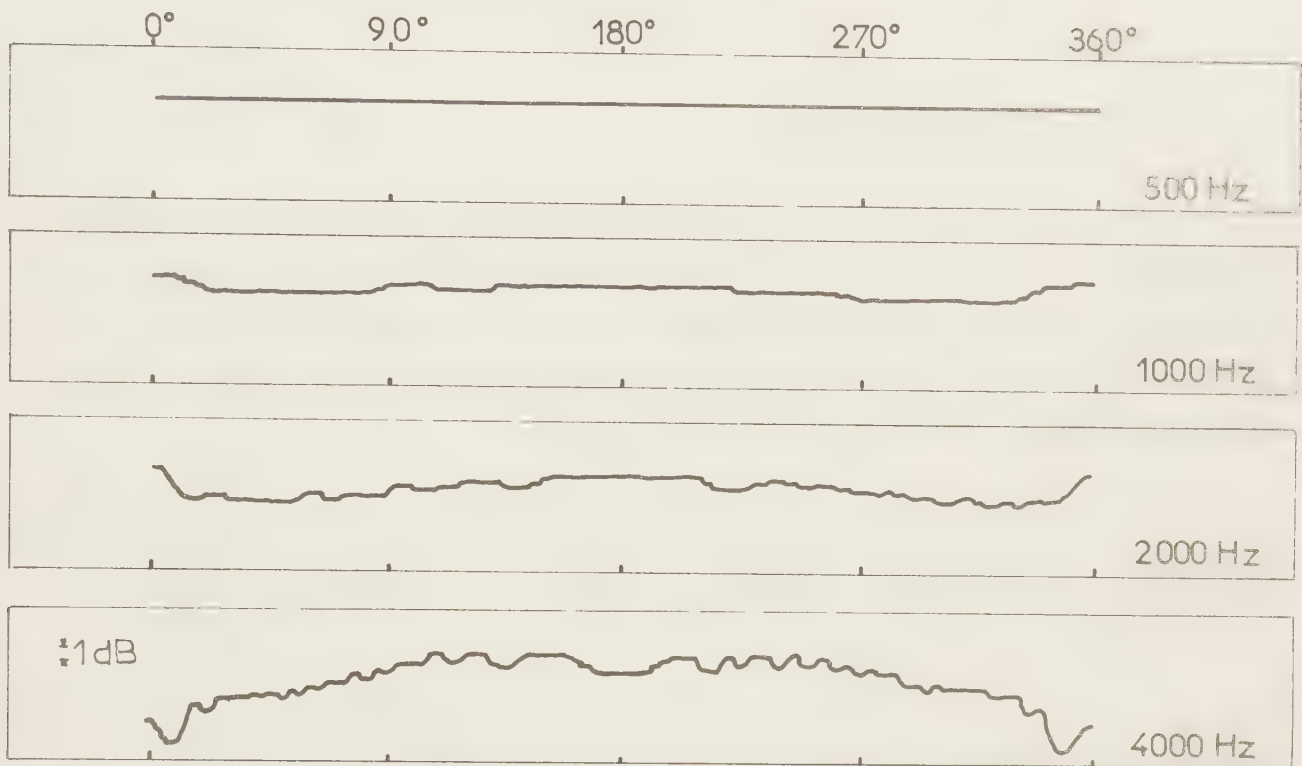
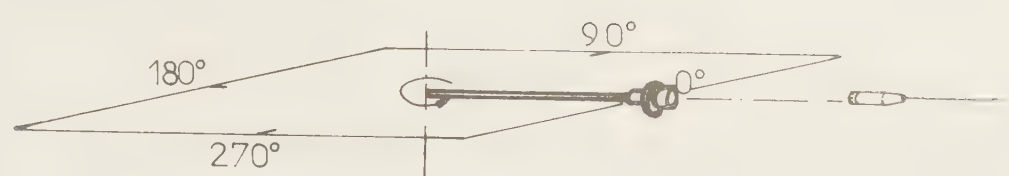
- Chambre de compression RCF D 2545
 - Puissance Nominale 25 W
 - Puissance de Pointe 45 W
 - Impédance 16 Ω
 - Fréquence de réponse 80 - 12000 Hz
 - Poids 1,2 kg
- Tube inox
 - Longueur 0,76 m
 - Diamètre intérieur 7 mm
 - Diamètre extérieur 10 mm



COURBE DE REPONSE DE LA SOURCE



COURBES DIRECTIONNELLES



ANNEXE IV

Représentation graphique de l'impédance acoustique

IV.1 - Présentation

Les parties réelles R et imaginaires I de l'impédance acoustique, le coefficient d'absorption α et le déphasage à la réflexion Δ varient avec la fréquence. On se contente généralement de porter la valeur de α % (de 0 % à 100 %) en fonction de la fréquence f . Des informations plus complètes sont données par les courbes R et I en fonction de f .

Dans le plan de l'impédance complexe R, I , l'équation $\alpha = \frac{4 R}{(R+1)^2 + I^2}$ montre que les courbes correspondant à α constant sont des cercles :

$$R^2 + I^2 - 2 R \left(\frac{2}{\alpha} - 1 \right) + 1 = 0$$

dont le centre a pour coordonnées $\frac{2}{\alpha} - 1, 0$ et le rayon $\frac{2}{\alpha} \sqrt{1 - \alpha}$

$$\text{Les équations } \cos \Delta = \frac{R^2 + I^2 - 1}{\sqrt{(R^2 + I^2 + 1) - (2 R)^2}}$$

et $\sin \Delta = \frac{2 I}{\sqrt{(R^2 + I^2 + 1)^2 - (2 R)^2}}$ montrent que les courbes correspondant

à Δ constant sont également des cercles.

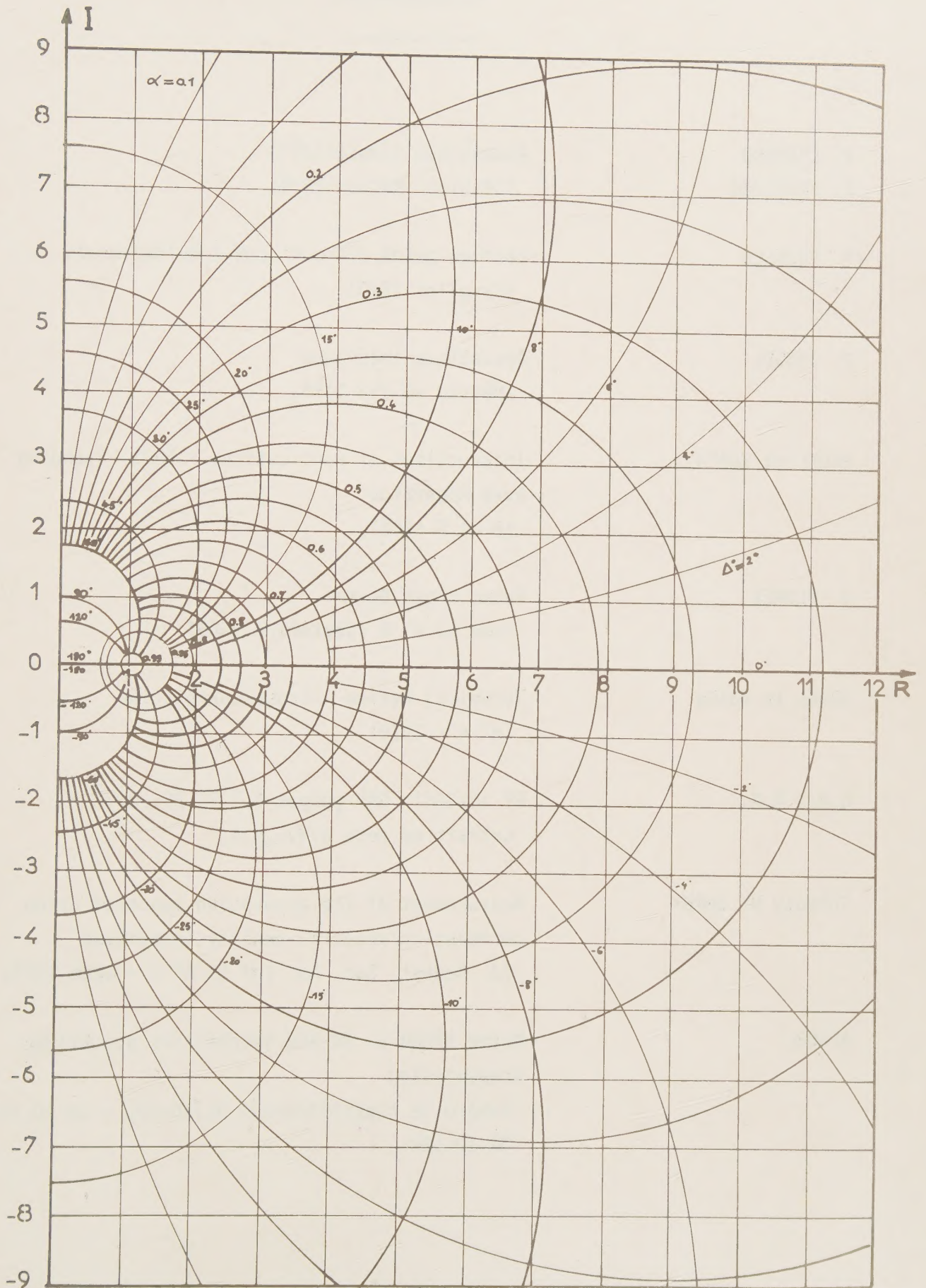
$$R^2 + I^2 - 2 I \cotg \Delta - 1 = 0$$

dont le centre a pour coordonnées $0, \cotg \Delta$, et le rayon est $1/\sin \Delta$. Ces cercles passent tous par le point $1, 0$, et sont orthogonaux aux précédents.

IV.2 - Représentation graphique

L'abaque donnant dans le plan R, I, α et Δ se présente donc de la façon suivante en considérant R et I ramenées à l'impédance de l'air.

DIAGRAMME DE L'IMPEDANCE ACOUSTIQUE



BIBLIOGRAPHIE

- P. LIENARD
P. FRANCOIS
Acoustique Industrielle
(Edition Masson 1974)
- P. PUJOLLE
Lexique guide d'Acoustique Architecturale
(Eyrolles 1970)
- M. JESSEL
Acoustique théorique
(Masson et Cie 1973)
- BRUEL et KJAER
Instructions et applications - 4002 Standing
Wave Apparatus
(B et K 1962)
- B. PLONER
Revue Brown Boveri
Tome 53 n° 9 (Septembre 1966)
- BRUEL et KJAER
Technical Review - Cross-Corrélation
(n° 4 - 1970)
- O.N.E.R.A.
RT 10/1952 GNP (pages 1 à 7. 22. 25)
Extrait de note O.N.E.R.A.
- Thimoty M. BARRY
Measurement of the absorption spectrum using
corrélacion/spectral density techniques
(J. Acoust. Soc. Am. Vol 55 n° 6 - June 1974)
- AFNOR
Norme AFNOR S. 30-102 Vocabulaire acoustique
transmission
Numéro de classification 08.10.100 - 18.10.125 -
08.10.130

